PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1915. 16. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 7 am 25. März 1915.

INHALT:

A. Sommerfeld, Zu Röntgens siebzigstem Geburtstag. S. 89.

Originalmitteilungen:

W. Hallwachs, Mitteilungen aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Dresden. S. 93.

G. A. Dima, Über die Erstenergien lichtelektrischer Elektronen. S. 94.

K. G. Kober, Das lichtelektrische Verhalten von in bestem Vakuum geglühtem Platin. S. 95.

R. Gans, Die Koerzitivkraft des Stahls in ihrer Temperaturabhängigkeit. S. 96.

W. Sorkau, Zur Kenntnis des Überganges von der geordneten zur Turbulenz-Strömung in Kapillarröhren. II. S. 97.

— — III. S. 101.

F. Tuczek, Versuche über den Rückstoß, den die Kathode bei der Glimmentladung erfährt. S. 102.

W. Germershausen, Die Elektronenemission der *CaO*-Elektrode im Vakuum. S. 104.

M. Rózsa, Die physikalischen Bedingungen der Akkumulation von Sonnenwärme in den Salzseen. S. 108.

Besprechungen:

Mathematische Abhandlungen, Hermann Amandus Schwarz gewidmet. S. 111.

V. Meyer u. J. Jacobson, Lehrbuch der organischen Chemie II 31. S. 112.

Personalien. S. 112.

Angebote. S. 112.

Zu Röntgens siebzigstem Geburtstag.

Von A. Sommerfeld.

In den Stürmen des europäischen Krieges wird der siebzigste Geburtstag Röntgens unbemerkt an vielen Fachgenossen vorübergehen. Und doch haben wir gerade in jetziger Zeit, wo Tausende und aber Tausende unserer Volksgenossen die Erhaltung ihrer Glieder und die Möglichkeit der Heilung den Röntgenschen Strahlen verdanken, wo jedes Lazarett mit einer leistungsfähigen Röntgeneinrichtung ausgestattet ist (oder zum mindesten ausgestattet sein sollte), alle Ursache, dem Entdecker der Röntgenstrahlen dankbar zu sein und zu versuchen, die Eigenart des hervorragenden, auf vielen Gebieten bewährten Forschers zu würdigen und zu verstehen.

Wilhelm Conrad Röntgen ist geboren zu Lennep im Rheinland am 27. März 1845. Sein Vater war in der rheinischen Industrie tätig. Ebenfalls für diese bestimmt, erhielt Röntgen seine hauptsächliche Schulbildung auf der Maschinenbauschule zu Apeldoorn in Holland und begann seine höheren Studien an dem Polytechnikum in Zürich. Röntgen gehört zu der (nicht geringen) Zahl von Gelehrten, die ohne Lateinisch und Griechisch groß geworden sind. (Van't Hoff und, um einen anderen universell gerichteten Forscher zu nennen, Stodola, gehören ebenfalls dazu). In Zürich hat es ihm die begriffliche Klarheit und Gewissenhaftigkeit der Vorlesungen von Clausius über mechanische Wärmetheorie angetan. Für die Gleichwertigkeit technisch angewandter und rein wissenschaftlicher Fragen hat Röntgen auch heute ein lebhaftes Gefühl und die anschauliche Arbeitsweise des Technikers in Schrift und Bild zieht ihn immer an. Aber seine Geistesrichtung geht so sehr auf die äußerste Exaktheit und die Sicherstellung der letzten Dezimale bei der experimentellen Arbeit und in übertragenem Sinne auch bei deren begrifflicher Verarbeitung, daß er sich bei den notwendig gröberen Methoden der Technik nicht befriedigt fühlen konnte. Er erwarb daher den Dr. phil. und wurde Assistent bei Kundt. Ihm bewahrt er, wie so viele andere deutsche Physiker, als seinem eigentlichen Lehrer und anregenden Förderer, ein treues dankbares Andenken. Mit Kundt ging er 1870 nach Würzburg, 1872 nach Straßburg. Hier habilitierte er sich 1874 nach Überwindung der Schwierigkeiten, welche eine nichtlateinische Vorbildung damals mit sich brachte, als Privatdozent der Physik. Schon 1875 wurde er Professor an der landwirtschaftlichen Akademie in Hohenheim, siedelte aber, durch Kundts Interesse zurückberufen, 1876 als außerordentlicher Professor nach Straßburg über; er vertrat hier, wie es für den zweiten Physiker üblich war, das Fach der theoretischen Physik. Seine erste ordentliche Professur bekleidete er in Gießen von 1879 bis 1888. Hierauf folgte seine Würzburger Zeit von 1888 bis 1900, in deren Mitte die Entdeckung der *X*-Strahlen fällt. Mit vielen seiner einstigen Würzburger Kollegen verbindet ihn auch heute noch warme Freundschaft. Schweren Herzens entschloß er sich, dem Rufe der Münchener philosophischen Fakultät und dem besonderen Wunsche des Ministeriums folgend, 1900 Würzburg zu verlassen und das Münchener Institut zu übernehmen. München ist er treu geblieben, trotz verlockender Angebote von Berlin aus (Präsidium der physikalisch-technischen Reichsanstalt, Nachfolge in der Akademie-Professur Van't Hoffs). Bei der Ablehnung des Präsidiums der Reichsanstalt erreichte er die von ihm schon lange betriebene Wiederbelebung der theoretischen Physik-Professur in München, die H. A. Lorentz angetragen wurde.

Es ist oft hervorgehoben worden und darf auch heute nicht übergangen werden, daß die Entdeckung der X-Strahlen eine wissenschaftliche Tat erster Ordnung war, nicht nur wegen ihrer umgestaltenden Folgen für die Medizin und nicht minder für die moderne Physik, deren erstaunliche Entwicklung mit der Entdeckung der X-Strahlen anhebt, sondern auch wegen ihrer Methodik und Vollständigkeit. In den zwei kurzen Noten, die Röntgen Dezember 1895 und März 1896 der Würzburger physikalisch-medizinischen Gesellschaft vorlegte, finden sich alle wesentlichen Eigenschaften der neuen Strahlenart niedergelegt: Die Wirkung auf die photographische Platte und auf den Fluoreszenzschirm, die geradlinige Ausbreitung, das Fehlen von Reflexion und Brechung sowie von merklicher Beugung, die Entstehung sekundärer Strahlen an einer von primären getroffenen Metalloberfläche, Nichtablenkbarkeit durch den Magneten, die verschiedene Absorbierbarkeit durch verschiedene Materialien, die ungefähr aber nicht genau parallel läuft mit deren Dichte, das Leitendwerden der von X-Strahlen getroffenen Luft und die dadurch hervorgerufenen Entladungserscheinungen, das Härterwerden der Strahlen bei mehrfacher Absorption, die Ungültigkeit des Lambertschen Cosinusgesetzes für die Emission an der Antikathode u. a. m.

Mit so beispiellosem Erfolg und mit so unfehlbarer Sicherheit konnte auf einem neuen, durch die mannigfachsten subjektiven Täuschungen gefährdeten Gebiete nur jemand arbeiten, der außer den wissenschaftlichen Qualitäten Röntgens, seiner Schulung in exakter Meßkunst, seiner peinlichen Gründlichkeit, auch seine persönlichen Eigenschaften besaß: Die Scheu vor voreiliger Publikation, den Respekt vor dem gedruckten Wort, die immer erneute Skepsis gegen eigene und fremde Wahrnehmungen, die strenge Selbstzucht im Abwarten und Ausreifenlassen. Wir wissen zuverlässig, daß er seine Hauptresultate Monate früher gehabt hat, ehe er damit hervortrat. So ist es gekommen, daß Röntgen von den Angaben in seinen ersten Noten, denen noch eine kurze Mitteilung an die Berliner Akademie folgte, kein Wort zurücknehmen brauchte und daß die nächsten zehn Jahre, trotzdem auf dem neuen Gebiete von allen Seiten intensiv gearbeitet wurde, dem von Röntgen Erkannten nichts Wesentliches hinzuzufügen hatten. Von der nun schnell aufblühenden Röntgentechnik hat er sich ferngehalten, zweifellos aus triftigen Gründen, da für dieses Gebiet anders veranlagte Naturen sich besser eigneten, wie seine eigene Arbeitsweise. Er hat aber die Röntgentechnik dadurch indirekt mächtig gefördert, daß er keine Patentbeschränkungen oder Monopolisierungen zuließ. Seine Freude an dem ihm zugefallenen Funde und seine Erkenntlichkeit für die dem deutschen Professor so reichlich zufließende staatliche Förderung veranlaßten ihn, die neuen Werte der Allgemeinheit ohne Einschränkung zur Verfügung zu stellen.

In der Folgezeit hat Röntgen zu dem Gegenstand seiner Strahlen kaum mehr öffentlich das Wort ergriffen. Daß er alle neuen Aufschlüsse über die Natur der X-Strahlen lebhaft verfolgte, ist selbstverständlich. Zeugnis dafür legen eine Reihe von Arbeiten aus seinem Institut ab, die alle auf prinzipiell wichtige und theoretisch klärende Fragen zielen, nämlich: Angerer, Über die Wärmewirkung bei der Absorption der Röntgenstrahlen; Bassler, Über die Polarisation und Friedrich, Über die Intensitäts- und Härteverteilung der Strahlen um die Antikathode alles drei Präzisionsarbeiten, die nicht nur für das Geschick ihrer Autoren, sondern auch für die unnachsichtige Kritik und Sorgfalt des Institutleiters sprechen. Diese Sorgfalt gilt nicht nur den wissenschaftlichen Arbeiten des Laboratoriums, sondern auch der Ausstattung des Praktikums und der Vorlesung, die durch Einfügung neuer Versuche auf der Höhe gehalten werden, und ganz besonders den Apparaten der Sammlung. Seine Apparate umgibt Röntgen mit zärtlicher Fürsorge. Ein technisch vollkommener Apparat (Quadrantelektrometer!) ist ihm ein Freund, den er vor ungehöriger Behandlung zu bewahren sich verpflichtet fühlt. Wie stark Röntgens Persönlichkeit und seine Anschauung von wissenschaftlicher Gründlichkeit bei den Arbeiten seiner Schüler sich geltend macht, kann nur derjenige beurteilen, der gesehen hat, wie Röntgen immer wieder Einwände und Kontrollen ersinnt, wie er unbewiesene Folgerungen bekämpft und den Beobachter mit eiserner Strenge an den experimentellen Tatsachen festhält. Daß Röntgen die Lauesche Entdeckung mit gespannter Aufmerksamkeit verfolgte, braucht nicht gesagt zu werden; und daß es seine geliebten Kristalle waren, die den letzten Schleier von der Natur der X-Strahlen heben sollten, war ihm eine besondere Freude. Auch in seinem Institut wird in letzter Zeit an den Kristall-Interferenzen eifrig gearbeitet, man vergleiche die Dissertation von Glocker und mehrere Arbeiten von E. Wagner.

In den früheren Arbeiten Röntgens sowie in seinen allerneuesten Publikationen nimmt die Kristallphysik einen breiten Raum ein; der Kristall als die verkörperte Gesetzmäßigkeit in der Natur, zieht ihn ästhetisch und wissenschaftlich an. Dahin gehören namentlich seine Arbeiten über den Quarz aus dem Jahre 1883 (Änderung der Doppelbrechung im elektrischen Felde, thermo-, aktino- und piezoelektrische Eigenschaften). Auf die hier aufgeworfene Frage, Zurückführung der Pyroelektrizität auf die Wirkung

elastischer Spannungen, also auf Piezoelektrizität, kommt Röntgen 1914 beim Turmalin wieder zurück. Auch seine Schüler haben wiederholt Fragen der Kristallphysik behandelt. Hier ist von neueren Arbeiten besonders hervorzuheben, die Dissertation von Joffe (Leitfähigkeit und elastische Nachwirkung des Quarzes, Einfluß einer Bestrahlung mit X-Strahlen) und die Dissertation von Szlenker (Leitfähigkeit von Kalkspat in Abhängigkeit von der Temperatur und von einer Bestrahlung mit X-Strahlen nach der Wechselstrommethode). Aus Andeutungen in den Sitzungsberichten der Münchener Akademie von 1907 geht hervor, daß Röntgen über diese merkwürdigen und wichtigen Erscheinungen weiteres umfangreiches Material besitzt.

Von aktuellem Interesse sind sodann die Beobachtungen von Frl. Dembowska über das Dichtemaximum von Cuprit und über den Ausdehnungskoeffizienten von Diamant bei tiefen Temperaturen, von denen Röntgen in der Münchener Akademie 1912 berichtet. Die schwierigen und genauen Messungen zeigen, daß der Ausdehnungskoeffizient mit der Temperatur stark abnimmt und bei der Temperatur der flüssigen Luft merklich Null geworden ist (kleiner als $^1/_{20}$ seines Wertes bei Zimmertemperatur). Mit Rücksicht auf die thermische Sonderstellung des Diamant, nach der für Diamant schon die Zimmertemperatur sozusagen in der Nähe des absoluten Nullpunktes liegt, erkennt man im obigen eine schöne Bestätigung des Nernstschen Wärmetheorems und einen Zusammenhang mit einem Satz von Grüneisen.

Mit großer Beharrlichkeit und Konsequenz hat Röntgen die Einwirkung hoher Drucke auf die Eigenschaften der Körper untersucht oder untersuchen lassen; ausgehend von der schon 1880 gemachten Beobachtung, daß die Viskosität des Wassers mit steigendem Drucke abnimmt. Das so vielfach paradoxe Verhalten des Wassers reizte ihn stark; seine Erklärung dafür durch Annahme von zweierlei Molekülen, dürfte der heutigen Polymerisationsauffassung nahe stehen. Weiterhin interessierte er sich für den Einfluß des Druckes auf die Leitfähigkeit von Lösungen, auf die Diffusion und auf chemische Reaktionen. Zusammen mit Zehnder bearbeitete er den Druckeinfluß auf verschiedene Brechungsexponenten. Anschließende Fragen über den Einfluß hoher Drucke auf Viskosität, magnetische und thermoelektrische Erscheinungen sind von seinen Schülern vielfach behandelt worden.

Auf einige weitere Arbeitsgebiete sei nur kurz hingewiesen: Seine Arbeiten über Kapillarität und Flüssigkeitshäute, seine schwierigen Kompressibilitätsmessungen, seine Messung von C_p/C_v mit ihren mustergültigen Zahlenergebnissen, an die die Habilitationsschrift von Koch (wieder bei hohen Drucken und tiefen Temperaturen) anknüpft, die Formulierung des Begriffs und die Messung des Minimumpotentials zwischen Spitze und Platte (schon 1878), das in der Dissertation von P. Pringsheim weiter verfolgt wird.

Von größter Bedeutung für die allgemeine Elektrizitätslehre wurde eine Arbeit, die ebensosehr die sichere Hand des Experimentators wie den Scharfblick des theoretischen Denkers erkennen läßt: Wir meinen die kurze, von Helmholtz der Berliner Akademie vorgelegte Arbeit über die magnetische Wirkung bewegter Dielektrika im elektrischen Felde 1888. Bei der vorhergegangenen Entdeckung des Rowland-Effektes, d. h. der magnetischen Wirkung der mit einem Leiter bewegten Elektrizität, hatten Maxwell und ganz besonders Helmholtz Pate gestanden. Die tieferliegende Frage nach der magnetischen Wirkung der von einem Dielektrikum mitgeführten, durch ein elektrisches Feld geschiedenen Elektrizität, hat Röntgen aus sich heraus, als er in Gießen ohne jede äußere Anregung wirkte, gestellt und beantwortet. Wer die Lorentzschen Enzyklopädie-Artikel gelesen hat, weiß, welche Bedeutung dieser Arbeit für den Aufbau der Elektronentheorie zukommt. Der „Röntgenstrom", wie Lorentz den von Röntgen entdeckten Effekt nennt, bildet zusammen mit dem Rowland-Effekt ein unentbehrliches Fundament für die Auffassung, daß die dielektrischen Eigenschaften der Körper auf der Einlagerung von Ladungen (Elektronen) beruhen, und entscheidet geradezu, in der späteren quantitativen Vervollkommnung der Messungen, gegen die ursprüngliche Maxwell-Hertzsche Theorie. Es ist nur billig, daß Röntgens Name außer durch die Röntgenstrahlen auch durch den Röntgenstrom dauernd mit der allgemeinen Elektrizitätslehre verknüpft bleibt; und es entspricht durchaus der Denkweise Röntgens, daß er diese Entdeckung, die ihrer Natur nach nur von Wenigen gewürdigt werden kann, subjektiv fast höher bewertet, wie die Entdeckung der X-Strahlen wegen ihrer vielleicht größeren Schwierigkeit in der experimentellen Ausführung und in der gedanklichen Konzeption.

Daß Röntgen die Bedeutung dieser Fragen im Zusammenhang mit den parallelen optischen Problemen der Fresnelschen Mitführung und den Fragen nach dem ruhenden Lichtäther vollständig durchschaut hat, erkennt Eichenwald ausdrücklich an, dem es 20 Jahre später gelungen ist, das von Röntgen Begonnene quantitativ zur Erledigung zu führen. Er zitiert dazu die Worte Röntgens: „Es wäre mir namentlich von großem Interesse gewesen, zu erfahren, ob dasjenige Medium, in welchem die dielektrische Polarisation stattfindet, die Bewegungen der ponderabeln Teilchen vollständig mitmacht oder

sich ähnlich wie der Lichtäther nach Fresnels Ansicht verhält. In der Tat sind die sich nach dieser Richtung eröffnenden Perspektiven zu verlockend, um nicht alles zu versuchen, was zu einem entscheidenden Resultat führen könnte. Indes blieben, wie schon gesagt, meine Bemühungen bis jetzt erfolglos."

Die hier gemeinte Alternative ist die, ob die fragliche magnetische Wirkung proportional ist mit εE, wie es die spätere Hertzsche Theorie und die Vorstellung des mitgeführten Äthers will, oder mit $(\varepsilon - 1)E$, wie es die Theorie des ruhenden Lichtäthers und die spätere Elektronentheorie verlangt, nach der nur die wahre Ladung der Elektronen mitgeführt wird. Dabei beachte man, daß diese Dinge gedacht und geschrieben sind etwa gleichzeitig mit den Hertzschen Versuchen und lange vor der Lorentzschen Theorie der Optik bewegter Medien. Es ist wirklich zu bedauern, daß Röntgen so selten die ihm vorschwebenden prinzipiellen Grundgedanken zum Ausdruck gebracht und sich in der Darstellung seiner Versuche so ausschließlich an die experimentelle Tatsächlichkeit gehalten hat. Aber das liegt zu tief in seinem ganzen Charakter: Jede Halbheit, jede unsichere Hypothese ist ihm zuwider. Er sagt lieber zu wenig als zu viel, er publiziert lieber gar nicht als unfertig.

Ostwald hat in seiner geistreichen Studie über die großen Männer die Gelehrten eingeteilt in Klassiker und Romantiker, ohne damit sagen zu wollen, daß es nicht zwischen beiden Extremen Zwischentypen gäbe oder daß die Entscheidung in jedem Falle zweifellos und eindeutig sei. Bei Röntgen scheint mir die Entscheidung klar: Er ist der typische Klassiker im Sinne Ostwalds, wobei hier die Bezeichnung Klassiker an sich kein Lob, und die Bezeichnung Romantiker gewiß kein Tadel sein soll und wobei selbstverständlich nicht jeder Klassiker mit den im folgenden als Beispiel herangezogenen Namen von Gauß und Newton, den Unvergleichlichen, verglichen werden darf. Würde sich doch Ostwald selbst zweifellos zu den Romantikern zählen und sind doch beide Typen in ihrer gegenseitigen Ergänzung für den Fortschritt der Wissenschaft gleich unentbehrlich.

Hören wir, wie Ostwald seinen Klassiker und Romantiker an zerstreuten Stellen des Kap. VII jenes Buches schildert:

„Der Romantiker produziert schnell und viel und bedarf daher einer Umgebung, welche die von ihm ausgehenden Anregungen aufnimmt. Diese zu schaffen, gelingt ihm sehr leicht. Denn er ist von Begeisterung erfüllt und vermag sie auf andere zu übertragen. Der Klassiker läßt im allgemeinen ebenso ausgeprägt eine Abneigung, zunächst gegen den Stegreifunterricht, dann aber auch gegen den Unterricht im allgemeinen erkennen, wie der Romantiker ihn anstrebt. Das klassische Beispiel für die Lehrunlust des Klassikers ist der große Mathematiker Gauß. Trägheit war es sicherlich nicht, denn Gauß war, wie alle großen Forscher, ein äußerst fleißiger Arbeiter. Vielmehr handelte es sich für ihn um die Notwendigkeit, in der Vorlesung wissenschaftliche Resultate aussprechen zu müssen, ohne vorher auf das eingehendste den Wortlaut festgestellt und ausgefeilt zu haben. Seine Ergebnisse ohne diese Bearbeitung anderen mitzuteilen, mag ihm ein Gefühl erregt haben, als sollte er sich Fremden im Nachtgewande zeigen. Während des Romantikers erste Sorge ist, das gegenwärtige Problem zu erledigen, um für das nächste Raum zu bekommen, ist die erste Sorge des Klassikers, das gegenwärtige Problem so erschöpfend zu bearbeiten, daß weder er selbst, noch womöglich irgendein Zeitgenosse imstande ist, das Ergebnis zu verbessern. Der Klassiker gleicht dem sagenhaften Bären, der sein Junges geduldig und sorgfältig in Form leckt und es nicht eher ziehen läßt, als nachdem es alle Beeinflussung erfahren hat, die er nur irgend daran zu wenden weiß. Wenn die Freunde von Gauß diesem klar zu machen versuchten, daß er eigentlich verpflichtet wäre, seine verborgenen Schätze der Welt rechtzeitig mitzuteilen, damit sie nicht durch seinen Tod verloren gehen, antwortete er ihnen immer mit seinem Wahlspruch: „Pauca et matura", welcher der Wahlspruch aller ausgeprägten Klassiker ist. Gemäß ihrer charakteristischen Vollendung haben die Werke der Klassiker meist viel weniger Persönliches, als die der Romantiker. Während letztere sich gelegentlich nicht scheuen, auch ihre Irrwege anzugeben, und jedenfalls aus den Gedankenwegen, welche sie zum Ziel geführt haben, kein Geheimnis machen, zeigt der Klassiker eine ausgeprägte Neigung, jedes seiner Werke so hinzustellen, als beruhe es wesentlich auf sich selbst, wozu er insbesondere auch die Entwicklungsstufen, die zu der schließlichen Gestaltung geführt haben, sorgfältig forträumt. Schon seine Zeitgenossen machten Newton den Vorwurf, daß er ihnen zwar die Höhe seiner Entdeckung gezeigt, die Leiter, die ihn hinaufgeführt hatte, aber hinter sich abgebrochen hätte. Die Werke der Klassiker gewinnen eine weit größere Lebensdauer, indem sie als Quellen für das fragliche Problem noch lange ihren Wert behalten, während die durch die Romantiker bewirkten Fortschritte längst ihre persönliche Beschaffenheit verloren haben und in den namenlos gewordenen Bestand des allgemeinen Wissens übergegangen sind."

Wir sahen oben, daß Röntgen bei seiner

Entdeckung des Röntgenstroms an die letzten Fragen der Optik und Elektrodynamik rührt, die Fragen nach der Natur des ruhenden oder mitbewegten Äthers, die ihre Beantwortung erst Jahrzehnte später in der Elektronentheorie oder vielmehr der Relativitätstheorie gefunden haben. Röntgen ist nicht nur der Meister des Experiments, als den ihn alle anerkennen, sondern auch der tiefgründige Denker, als den ihn infolge seiner Zurückhaltung nur wenige kennen. Mit den für viele erstaunlichen Begriffsbildungen der modernen Theorie hält er Schritt. Die Leistung ist um so höher anzuschlagen, als er dabei für sich selbst auf die mathematische Krücke verzichtet, die den Anstieg in die theoretischen Höhen so sehr erleichtert. Er verlangt von sich, den physikalischen Gedanken der Theorie rein anschaulich und begrifflich zu erfassen, ohne dabei den Wert der mathematischen Hilfsmittel im geringsten zu unterschätzen. Im Gegenteil sagt er seinen Schülern, daß zur Vorbildung des Physikers Dreierlei gehöre: Mathematik, Mathematik und Mathematik. Andrerseits weiß gerade derjenige, dem das mathematische Rüstzeug leicht fällt, aus eigener Erfahrung, daß der Weg zu den Höhen der Theorie ohne dieses Rüstzeug zwar beschwerlicher ist, aber dafür auch um so klarere und eigenartigere Ausblicke liefert.

1907 habe ich in einer öffentlichen Akademierede von Röntgen Bemerkungen über die Einsteinsche Relativitätsarbeit gehört, die zeigten, daß er sich mit dieser intensiv beschäftigt hatte. Kein Wunder; hat er doch schon 1888 einen Kondensator-Versuch zum Nachweis einer etwaigen magnetischen Wirkung des infolge der Erdbewegung durch den Kondensator hindurchstreichendenden Ätherwindes (zusammen mit dem Nachweis des Röntgenstroms) angestellt und damit als erster die Frage nach dem Einfluß der Erdbewegung aus der Optik in die Elektrodynamik übertragen. Über die elektromagnetische Masse hat er bald nach dem Erscheinen der Arbeiten von Kaufmann und Abraham in einem wissenschaftlichen Kolloquium vorgetragen (er beteiligt sich sonst nicht gern an öffentlichen Diskussionen) und hat zu einer Zeit, wo solche Dinge in München noch unbekannt waren, sehr zum Erstaunen seiner Zuhörer, die Möglichkeit des elektromagnetischen Ursprungs aller Massen erwogen.

Wir wünschen diesem eigenartigen und tiefen Forscher, daß er noch lange Kraft und Gesundheit behalten möge, um sich an dem Fortschritt seiner von ihm so gewaltig geförderten Wissenschaft zu erfreuen und um die Früchte seiner langjährigen Arbeit einzubringen.

(Eingegangen 3. März 1915.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Dresden.

Von W. Hallwachs.

1. Herr Prof. G. A. Dima hatte im Jahr 1913 eine lichtelektrische Arbeit im hiesigen Institut begonnen, zu welcher Verfasser ihn angeregt hatte. Für die Verteilung der lichtelektrischen Erstenergien war zwar der Verlauf der Kurve bekannt, aber hinsichtlich der Absolutwerte mußte man sich auf die Feststellung beschränken, daß die Höchstwerte der Größenordnung nach zwischen 0 und 5 Volt liegen. Die Hauptschwierigkeit für die Feststellung der Absolutwerte lag darin, daß bei den diesbezüglichen Messungen die Oberflächenpotentialdifferenzen von Platte und Netz, von denen die Kontaktpotentialdifferenzen den regelmäßigen Bestandteil bilden, nicht zusammen mit den lichtelektrischen Erstenergien bestimmt worden waren. Die wegen der Oberflächenpotentiale anzubringende Korrektion, welche oft von der Größenordnung der zu bestimmenden lichtelektrischen Erstenergien ist, war auffälligerweise nur bei einer einzigen Arbeit in Rechnung gezogen worden, derjenigen von Richardson und Compton[1]), aber auch hier fand sich in der Arbeit keine Bestimmung jener Größen, vermutlich waren sie einer früheren Arbeit von Compton[2]) entnommen worden, was aber bei der Veränderlichkeit der Oberflächenpotentiale mit einer ganzen Anzahl von Umständen nicht zu einwandfreien Werten führen konnte. Auf Bestimmung solcher zielte die Arbeit von Herrn Prof. Dima ab.

Dieser hat im Juni 1914 eine Ankündigung seiner Arbeit veröffentlicht, und zwar aus Rücksicht auf ein Stipendium in den C. R.[3]). Eine deutsche, ausführlichere Veröffentlichung sollte im Laufe des Jahres 1914 erfolgen. Nun wurde Prof. Dima nach Bukarest zurückberufen und ist überdies krank geworden, so daß er sein weiteres Material weder bearbeiten, noch auch die für die Herbstferien in Aussicht genommenen weiteren numerischen Bestimmungen zufügen konnte. Unter diesen Umständen teile ich eine

1) O. W. Richardson und K. T. Compton, Phil. Mag. **24**, 575—594, 1912.
2) K. T. Compton, Phil. Mag. **23**, 579—593, 1912.
3) G. A. Dima, C. R. **158**, 1573—1575, 1914 (Juni).

Übersetzung der genannten, seinerzeit von Herrn Dima allein verfaßten Veröffentlichung im folgenden mit.

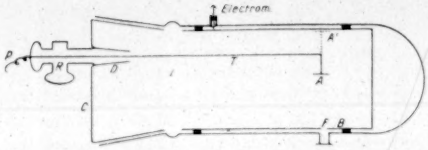
Über die Erstenergien lichtelektrischer Elektronen, Mitteilung von G. A. Dima. Eine mit ultraviolettem Licht bestrahlte Platte A sendet im Vakuum Elektronen aus (Hallwachseffekt). Diese können durch eine zweite, vor die andere gebrachte Metallplatte B aufgefangen werden. Die Stärke des negativen Stromes, der mit einem an B sitzenden Elektrometer gemessen wurde, ändert sich mit dem Potential von A. Für einen gewissen positiven Höchstwert des letzteren ist der Strom Null. Dieses Höchstpotential V, bei dem alle von A ausgesandten Elektronen zurückgehalten werden, mißt die sogenannte Höchstenergie oder genauer die Normalkomponente der Höchstenergie der lichtelektrischen Elektronen gemäß der Beziehung: $eV = \frac{m}{2} v^2$, worin e, m, v, Ladung, Masse und Geschwindigkeit der Elektronen bedeuten.

Der Wert von V ändert sich mit der Schwingungszahl ν des Lichtes. Die Messung von V bietet viel Schwierigkeiten dar, unter welchen die hauptsächlichsten sind: die Reflexion von Elektronen an der Elektrode B und ihre Rückkehr zur Platte A, die Aussendung von Elektronen durch die Elektrode B infolge des von A dahin reflektierten Lichtes und schließlich die Kontaktpotentialdifferenz zwischen A und B, welche, mit dem richtigen Vorzeichen, dem gemessenen scheinbaren Wert des Potentials von A zuzufügen ist. Diese Kontaktpotentiale können von Fall zu Fall großen Veränderungen unterliegen.[1])

Die angegebenen Schwierigkeiten bilden die Ursache dafür, daß die Werte der Erstenergien der verschiedenen Beobachter voneinander abweichen. Es ist vor allem nötig, das Kontaktpotential unter den Bedingungen des lichtelektrischen Versuches zu bestimmen, worauf seit langem Herr Hallwachs[2]) hingewiesen hat.

Bei den im Laboratorium dieses Physikers ausgeführten Untersuchungen habe ich eine Methode ausgearbeitet, welche gestattet, die Erstenergien unter gleichzeitiger Messung des Kontaktpotentiales zu bestimmen und zugleich die durch Licht- und Elektronenreflexion veranlaßten Fehler auf einen zu vernachlässigenden Betrag herabzudrücken.

Die Elektrode B (Figur), welche zum Auffangen der Elektronen dient, wird von einem Messingzylinder (6,5 cm; 12 cm) gebildet, der



an der einen Seite offen und mit dem Elektrometer in Verbindung ist. Die zylindrisch gebogene Platte A (1 cm; 1 cm) befindet sich in der Achse des Messingzylinders gegenüber einem kleinen Fenster F, durch welches das mit Hilfe von zwei Quarzspektralapparaten einfarbig gemachte Licht einer Quecksilberlampe einfällt. Die Platte A wird von einem Messingstäbchen T getragen, dessen anderes Ende im Innern des Schliffes D sitzt und durch den Platindraht P auf ein gemessenes Potential gebracht werden kann. Mit Hilfe einer an dem Stäbchen T befestigten Feder und eines besonderen Hahnes R läßt sich die Platte A noch vor- und rückwärts bewegen, und man kann sie der Innenseite des Zylinders B in beliebige Nähe bringen (A'). Auf die Pellatsche Methode[1]) kann man so leicht das Kontaktpotential zwischen A und B messen. Der Zylinder B sitzt, durch Bernsteinstückchen gehalten, in einer innen versilberten (elektrischer Schirm) Glaszelle, welche ein weiter, guter Schliff C schließt.

Die Metallplatte A wird vor dem Einsetzen in die Zelle geschabt, diese ausgepumpt (10^{-4} mm ungefähr); A erhält dann eine Reihe gemessener Potentiale und der dabei auftretende Strom wird bestimmt.

Die bislang ausgeführten Versuche an Zinn, Zink, Aluminium und Magnalium führen zu Ergebnissen, welche in sehr befriedigender Weise die Bestätigung für die von den Herren Richardson und Compton[2]) erhaltenen Werte liefern. Die gefundenen Höchstenergien sind den von diesen angegebenen Werten innerhalb der Beobachtungsfehler ($<$ 0,15 Volt) nahezu gleich. Als Beispiel für die erhaltenen Höchstenergien mögen die mit Zinn für die Wellenlängen 280, 265, 254, 238 $\mu\mu$ erhaltenen Werte dienen, sie betrugen 0,6; 0,9; 1,18; und 1,4 Volt. Diese Energien wachsen mit der Schwingungszahl des Lichtes und sind umso größer, je elektropositiver das Metall ist.

1) H. Beil, Ann. d. Phys. 31, 849, 1910; H. J. van der Bijl, Berichte d. D. Phys. Ges. **15**, 330, 1913.
2) H. J. van der Bijl, l. c.

1) Die Methode ist zuerst von Schulze-Berge, Diss. Berlin (Helmholtz) verwendet worden; vgl. W. Hallwachs, Ann. d. Phys. **23**, 468, 1907. (Anm. des Übersetzers.)
2) Diese Verfasser haben zwar bei ihren Versuchen das Kontaktpotential berücksichtigt, aber es scheint, daß ihre Messungen des letzteren nicht gleichzeitig und nicht in der Leere stattgefunden haben, s. Phil. Mag. **23**, 579, 1912 und **24**, 575, 1912.

Trägt man die wahren Erstenergien (Potentiale) als Abszissen und die zugehörigen Ströme als Ordinaten auf, so zeigt sich, daß für jede Wellenlänge der Strom seinen Höchstwert bei der wahren Potentialdifferenz Null erreicht, d. h. bei Abwesenheit jedes fördernden Feldes. Dies tritt bei meiner Anordnung erst dann ein, wenn die Leere bis zur Ordnung 10^{-4} mm fortgeschritten ist. Ich setze die Untersuchungen fort.

2. Herr Karl Gottfried Kober aus Plauen i. V. war im Institut mit einer lichtelektrischen Doktorarbeit beschäftigt. Er zog als Kriegsfreiwilliger im Reserve-Infanterie-Rgt. 243 ins Feld und fand am 4. XI. 1914 bei Keyberg bei Ypern den Heldentod. Das Ziel seiner Arbeit war, das lichtelektrische Verhalten von in bestem Vakuum geglühtem Platin zu untersuchen. Insbesondere sollte festgestellt werden, ob die auf diesem Weg zu erreichende Entgasung des Platins dahin führt, daß dessen Lichtelektrizität, welche zuerst beim Glühen ansteigt, schließlich zu einer Abnahme gelangen würde. Ferner tritt bei mäßiger Anspannung der Versuchsbedingungen nach einer Unterbrechung des Glühens in der Folge Abnahme der Lichtelektrizität infolge Gasaufnahme ein. War die weiter vorher erwähnte, vermutete, schließliche Abnahme der Lichtelektrizität einer zu starken Verminderung des Gasinhalts des Metalls zu verdanken, so mußte nach ihrem Eintritt ein Unterbrechen des Glühens dann in der Folge zu einem Anwachsen der Lichtelektrizität an Stelle der vorher beobachteten Ermüdung führen.

Mit der Versuchsanordnung war Herr Kober am Schluß des Wintersemesters 1913/14 fertig geworden. Sie bestand aus einer Glaszelle, in welcher das von zwei Kupferdrähten gehaltene Platinblech galvanisch geglüht werden konnte. Das Auspumpen der Zelle geschah meist durch eine Gaedesche *Hg*-Pumpe, welche in einigen Fällen durch Kohle und flüssige Luft unterstützt wurde, bei einigen Versuchen durch eine Gaedesche Molekularpumpe. Zum Prüfen der Gasleere diente zunächst ein an einem Seitenrohr, genügend entfernt von der Zelle, angeschmolzenes kleines Geißler-Rohr, welches bei Erreichung des Versuchszustandes nicht mehr, oder auch in manchen Versuchen nur einen Augenblick beim Stromschluß fluoreszierte. Bei den endgültigen Versuchen sollte statt dessen ein Mc Leodsches Manometer angeschlossen werden. In der Zelle stand dem Platinblech ein Platindrahtnetz in 0,6 cm Abstand gegenüber, welches mit einem Hallwachsschen Elektrometer, unter Umhüllung der Leitung mit geeigneten geerdeten Schutzrohren, verbunden war. An der Platinplatte lagen meist —250 Volt; durch ein seitliches Quarzfenster fiel das Licht einer Quarz-*Hg*-Lampe aus 53 cm Entfernung auf sie. Eine Eichzelle gestattete die Strahlung der Lampe zu untersuchen bzw. auf gleiche Lichtstärke zu beziehen. Die zum Glühen des Platins verwendete Stromstärke lag zwischen 4 und 11 Amp., etwa von 8,5 Amp. ab hatte man den Eindruck der Weißglut. Ein lichtelektrischer Versuch fand jeweils frühestens 5 Sek. nach Abstellung des Glühstroms statt. Die Luftpumpe arbeitete stets ohne Unterbrechung weiter, im Laufe der Versuchsreihen wurde an allen erforderlichen Stellen das Bestehen guter Gasleere nachgeprüft.

Mit dieser Versuchsanordnung hatte Herr Kober durch eine große Anzahl von Versuchen gefunden, daß sich das oben genannte Ziel seiner Arbeit erreichen ließe. Er hatte zunächst gezeigt, daß es auf lange Dauer des Glühens nicht ankommt, daß in verhältnismäßig kurzer Zeit nach dem Einsetzen des Glühens ein bestimmter Endzustand erreicht wird. Dagegen zeigte sich, daß es sehr auf die Stärke des Glühens ankam. Erst als er bei den Versuchen zu starker Weißglut überging, ergab sich eine mit der Stärke des Glühens wachsende Abnahme der Lichtelektrizität, deren Wert etwa bis auf die Hälfte, in einer Versuchsreihe bis auf etwa den vierten Teil herabgedrückt werden konnte. Selbstverständlich fand die lichtelektrische Beobachtung, wie schon oben erwähnt, immer erst nach Abstellen des Glühstroms und mindestens 5 sek Warten statt. Bei geringeren Glühgraden als Weißglut nahm nach der Unterbrechung des Glühens in aufeinanderfolgenden Versuchen mit einigen Minuten Zeitabstand die Lichtelektrizität ab, bei höheren Glühgraden aber wuchs sie zunächst an, um erst nach etwa 10 Minuten wieder zu sinken.

Zur vollständigen Schlüssigkeit der Versuche wäre noch notwendig gewesen, die geplanten Messungen der Gasleere mit einem Mc Leod einzuführen und einige Fehlerquellen zu untersuchen, z. B. ob die beim Glühen fortgehende Elektrizität nicht etwa eine Feldstörung im Gefolge habe u. dgl. m. Dies alles wird sich nun vermutlich sobald nicht ergänzen lassen, weshalb das Kenntniswerte des bis hierher Erreichten mitgeteilt worden ist. Zugleich möchten diese Zeilen aber auch dem Gedächtnis und der Anerkennung des im Institut durch seine beharrliche und physikalisch saubere Arbeit von allen anerkannten, durch seine ruhige und klare Art uns liebgewordenen Laboratoriumsgenossen dienen, der für uns Alle dahingegangen ist.

3. Der Adjunkt am Institut, Herr Prof. Dr. Dember, ist am 1. August an der Spitze einer von den sechs deutschen Akademien der Wissenschaften ausgerüsteten wissenschaftlichen Abordnung in Teneriffa eingetroffen, um dort auf dem Pic, hauptsächlich in Fortsetzung seiner früheren

Versuche in den Alpen[1]), Untersuchungen über die Durchstrahlung der Atmosphäre mit lichtelektrischen Methoden anzustellen. Da eine Rückkehr von dort aus bekannten Gründen ausgeschlossen war, hat er zusammen mit Herrn Dr. Uibe vom Physikalischen Institut Leipzig und Herrn stud. Buchheim vom hiesigen Institut die Untersuchungen, während des Zeitraums guter, klarer Witterung im August und September, durchgeführt. Wenn eine Rückkehr auch weiterhin ausgeschlossen sein sollte, beabsichtigt er, den Aufenthalt dort, sobald wieder brauchbare Witterung eintritt, zur weiteren Ergänzung seiner Untersuchungen zu benützen, die er wohl in absehbarer Zeit zu veröffentlichen in der Lage sein wird, wenn auch natürlich die zur Abfassung erforderliche Literatur u. dgl. zur Zeit nur langsam und umständlich zu ihm gelangen kann.

4. Herr stud. Gottfried Berger aus Dresden war mit einer Arbeit über Lichtbrechung von Flüssigkeiten beschäftigt. Er ist als kriegsfreiwilliger Flieger ins Feld gezogen, so daß die Arbeit unterbrochen werden mußte. Ebenso sind luftelektrische Untersuchungen des Herrn stud. Walter Buchheim zum Stillstand gekommen; er hatte als Amerikaner die Möglichkeit, von Teneriffa nach seiner Heimat zu reisen.

5. In einer früheren Arbeit[2]) ist bereits eine Gesamtdarstellung der Lichtelektrizität erwähnt worden, welche der Verfasser seinerzeit ausgearbeitet hatte. Die Niederschrift des Hauptteiles (etwa 18 Bogen) war Ende Juli 1913 beendigt, ein Nachtrag (etwa 2 Bogen), welcher die Literatur bis Schluß 1913 behandelte, Mitte Januar 1914. Durch Störungen des Druckes zog sich die Korrektur, die meist eine vierfache sein mußte, sehr gegen meinen Wunsch hinaus; die erst für Mai geplante Veröffentlichung ebenfalls, zunächst bis Juli, dann sollte sie nach den Herbstferien stattfinden. Alle Versuche, dies zu ändern, waren ohne Erfolg. Wegen des Krieges ist die Veröffentlichung nun noch weiter hinausgeschoben. Da die Darstellung, wenn auch in zwei Zeiträume zerteilt, eine systematische ist, muß sie bei der raschen Entwicklung der Lichtelektrizität schnell veralten, ohne einfach durch einen Nachtrag genügend ergänzt werden zu können. Wenn also durch die oben vermerkte, bereits vor Jahresfrist erfolgte Zitierung des Buches bei denjenigen Herren, die auf lichtelektrischem Gebiet arbeiten, eine Verwunderung über das Nichtvorhandensein des Buches vielfach eingetreten ist, so möchte das Vorstehende zur Erklärung dienen; der Verfasser bedauert selbst am lebhaftesten, daß er durch widrige Umstände der Früchte seiner bei der umfangreichen Literatur (über 500 Arbeiten) mühsamen und langwierigen Arbeit im wesentlichen beraubt ist.

Physikalisches Institut Dresden, Februar 1915.

(Eingegangen 12. Februar 1915.)

1) H. Dember, Leipziger Ber. **64**, 3—4, 1912; diese Zeitschr. 13, 207—212, 1912; Leipziger Ber. **64**, 259 bis 265, 1912; Abhdlg. d. Isis (Dresden) 1912, 84—95.

2) G. Wiedmann und W. Hallwachs, Berichte d. D. Phys. Ges. **16**, 112, Anm. 2, 1914.

Die Koerzitivkraft des Stahls in ihrer Temperaturabhängigkeit.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von R. Gans.

Kürzlich[1]) habe ich die Koerzitivkraft des Nickels als Temperaturfunktion gemessen und einfache Gesetzmäßigkeiten gefunden. Jetzt habe ich die analogen Beobachtungen am Stahl gemacht, und zwar an einem Magnetstahl der Firma Remy in Hagen i. W.

Über die Ergebnisse soll kurz berichtet werden.

Die Versuchsanordnung war die gleiche wie bei den früheren Messungen, mit Ausnahme des elektrischen Widerstandsofens. Während nämlich der Magnetismus des Nickels bereits bei 358° verschwindet, hat man bei Eisen bis über 700° zu messen. Deshalb konnte ich die von mir früher benutzten Öfen, die aus Konstantandraht auf einem Glasrohr bestanden, nicht brauchen, sondern ließ mir von Heräus in Hanau zwei Öfen bauen, deren Temperatur allerdings räumlich nicht gut konstant war, ganz gegen meine Erwartung.

Aus diesem Grunde mußte ich mir dadurch helfen, daß ich einige Punkte der Kurve maß, während sich das Thermoelement am heißeren Ende des Stahlstabs befand, andere, während die Lötstelle das kältere Ende desselben berührte.

Die ersteren sind in der Tabelle und in der Fig. 1 durch ein +, letztere durch ein × bezeichnet.

Um die Temperaturunterschiede im Stab mehr auszugleichen, habe ich sodann denselben mit einem Hohlzylinder aus Kupfer umgeben, in den der Stahlstab gerade hineinpaßte. Die so erhaltenen Resultate sind durch einen · bzw. durch einen ⊙ bezeichnet, je nachdem das Thermoelement sich an der heißeren oder an der kälteren Seite befand.

Genau wie beim Nickel zeigt sich auch beim Stahl, daß die Koerzitivkraft eine eindeutige Funktion der Temperatur ist.

1) R. Gans, diese Zeitschr. **14**, 831, 1913; Ann. d. Phys. (4) **42**, 1065, 1913.

Die quantitativen Resultate sind die folgenden:

1. für höhere Temperaturen.

Temp. t		Koerz.-Kraft C in Gauß	Temp. t		Koerz.-Kraft C in Gauß
22,5°	·	13,95	493	+	6,600
120	·	12,85	597	⊙	5,626
176	+	12,20	538	+	5,912
230	×	11,68	552	×	4,558
300	+	11,09	577	·	5,104
307	×	9,568	600	+	5,129
323	·	9,070	622	×	3,965
350	×	8,714	639	⊙	3,538
393	+	8,736	688	+	3,893
434	⊙	6,979	693	⊙	2,540
435	×	6,316	699	·	3,228

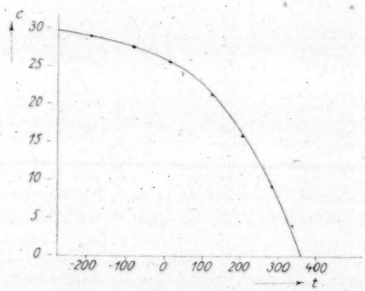


Fig. 1. Nickel.

Bei tieferen Temperaturen wurde eine andere Versuchsanordnung benutzt, die Wirkung eines Pols des Stabes auf ein Magnetometer (siehe die zitierte Annalenarbeit). Es ergab sich

2. für tiefere Temperaturen.

Temp. t	Koerz.-Kraft C in Gauß
−185	16,64
− 79	14,91
+ 0	13,91
+ 27,3	13,55
58,0	13,29
65,5	13,27
78,5	13,06

Wie wir aus der Kurve sehen, liegen die Werte für tiefere Temperaturen alle ein wenig tiefer als der Fortsetzung der für höhere Temperaturen gültigen Kurve entspricht.

Da die für die höheren Temperaturen angewandte gewöhnliche magnetometrische Methode sicherere Resultate gibt als die Beobachtung der Polwirkung, so haben wir punktiert die Kurve stetig nach tieferen Temperaturen fortgesetzt.

Bei 753° verschwindet nach Weiß[1]) der Ferromagnetismus, nach Ashworth[1]) bei 785°; dies Ergebnis ist mit unseren Beobachtungen verträglich.

Vergleichen wir die für Magnetstahl gültige Kurve (Fig. 1) mit der für Nickel beobachteten (Fig. 2), so sehen wir erstens, daß beim Nickel die Koerzitivkraft für tiefe Temperaturen viel schneller konstant wird als beim Stahl. Ob das eine Eigenschaft des Eisens ist oder vielleicht am Wolframgehalt liegt, soll durch Beobachtungen an reinem Eisen entschieden werden.

Sodann sehen wir bei ca. 500° einen Haltepunkt, bei derselben Temperatur, bei der Ashworth[1]) eine analoge Beobachtung für die Remanenz des Eisens gemacht hat, bei der Morris[2]) eine Unstetigkeit in der Permeabilität konstatiert hat, bei der nach Roberts-Austen[3]) eine Wärmeentwicklung stattfindet und nach Callendar[4]) die elektrische Leitfähigkeit des Eisens eine Anomalie zeigt.

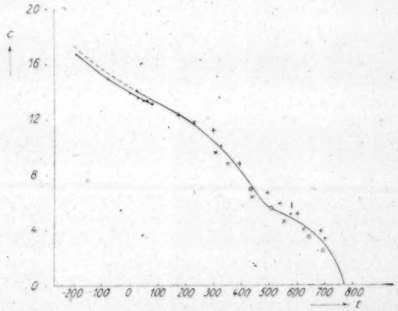


Fig. 2. Stahl.

Hier haben wir es also offenbar mit einer molekularen Transformation zu tun.

1) P. Weiß, diese Zeitschr. **12**, 935, 1911.

1) J. R. Ashworth, Phil. Mag. (6) **23**, 36, 1912.
2) D. K. Morris, Phil. Mag. **44**, 213, 1897.
3) Roberts-Austen, Alloys Research Comm. 5th Report.
4) H. L. Callendar, Phil. Trans. Roy. Soc. 1887, S. 201.

La Plata, 1. Januar 1915. Instituto de Física.

(Eingegangen 4. Februar 1915.)

Zur Kenntnis des Überganges von der geordneten zur Turbulenz-Strömung in Kapillarröhren. II. [1])

Von Walther Sorkau.

Da die Messungen am Benzylalkohol gleichzeitig die relativen Reibungskonstanten des

1) I: diese Zeitschr. **15**, 768—772, 1914.

Wassers in Poiseuillescher Strömung für den von mir benutzten Reibungsapparat ergeben hatten (diese Zeitschrift **15**, 768—772, 1914), so konnten die Übergangsstellen für sämtliche bisher untersuchten Flüssigkeiten ermittelt werden. Von den Beobachtungen am Wasser gehen nur die Reihen bei 4°, 15°, 20° und 25° tief genug hinab, daß es möglich ist, die Schnittpunkte zwischen den Turbulenzkurven und den Poiseuilleschen Reibungsgeraden zu interpolieren (Fig. 1)[1]; die nachstehende Tabelle enthält außer

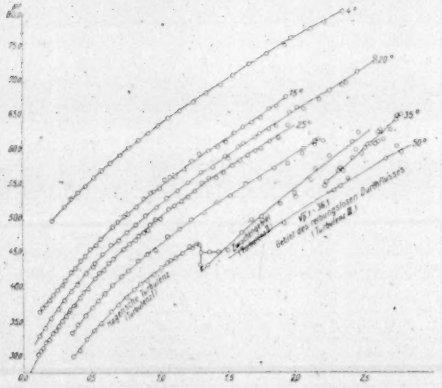


Fig. 1. Turbulenzreibung des Wassers bei verschiedenen Temperaturen.

den graphisch ermittelten kritischen Drucken und Durchflußzeiten auch noch die kritischen Geschwindigkeiten und die Osborne-Reynoldssche Konstante:

Temp.	$p_{krit.}$	$t_{krit.}$	$U_{krit.}$	$K_{Reynolds}$
4°	0,230 kg	219,26 Sek.	152,46	413,4
15°	0,125 „	295,68 „	113,05	421,3
20°	0,095 „	342,21 „	97,68	411,6
25°	0,075 „	385,47 „	86,72	410,5

Hieraus wäre zu schließen, daß die Reynoldssche Konstante nicht von der Temperatur beeinflußt würde, sondern für Wasser mit einem Mittelwerte von 414, der übrigens mehr als das Doppelte des Wertes für Benzylalkohol beträgt, konstant bliebe. Man kann nun aber die Drucke für 20° und 25° nicht mehr genau genug aus der graphischen Darstellung ablesen; auch die folgenden Zahlen ließen sich rechtfertigen

Temp.	$p_{krit.}$	$t_{krit.}$	$U_{krit.}$	$K_{Reynolds}$
20°	0,10 kg	325,1 Sek.	102,82	433,3
25°	0,08 „	361,4 „	92,50	437,8

und würden auf eine Temperaturabhängigkeit der K-Werte hindeuten.

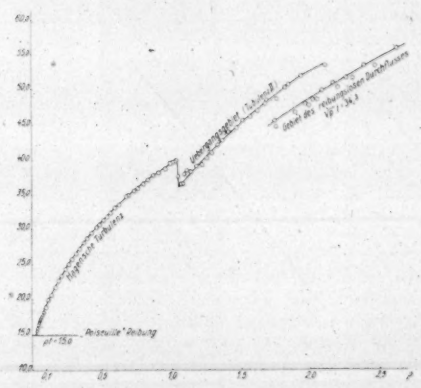


Fig. 2. Äthylazetat bei 17°.

Für Äthylazetat (Fig. 2) ergab die Beobachtungsreihe bei 17° (nach Vervollständigung der Messungen bei kleinen Drucken, wobei ein Wassermanometer benutzt wurde), für den Schnittpunkt der Hagenschen Turbulenzkurve mit der Poiseuilleschen Reibungsgeraden $pt = 15{,}0$ die Koordinaten:

$p_{krit.} = 0{,}025$ kg (graphisch interpoliert)

$t_{krit.} = 600$ Sekunden,

woraus $U_{krit.} = 55{,}71$ folgt. Unter Berücksichtigung von $\eta_{17°} = 0{,}00462$ und $\varrho_{17°} = 0{,}9174$ (Dissertation), erhält man[1])

$$K_{Reynolds} = \underline{467{,}97}.$$

Die Beobachtungsreihe für Azeton bei 15° (Fig 3) lieferte für $pt = 11{,}0$ die Schnittpunktskoordinaten:

$p_{krit.} = 0{,}015$ kg. (graphisch interpoliert)

$t_{krit.} = 733{,}3$ Sekunden,

denen als kritische Geschwindigkeit $U_{krit.} = 45{,}58$ entspricht; unter Benutzung von $\eta_{15°} = 0{,}003385$ und $\varrho_{15°} = 0{,}823$ (Dissertation), gelangt man zu

$$K_{Reynolds} = \underline{468{,}8}.$$

1) In der Zeichnung kommt klar zum Ausdruck, daß Wasser bei 35° im Druckintervall von 2,6—2,2 Atmosphären dünnflüssiger sein kann, als Wasser bei 50°. Da dieses anomale Gebiet mit steigender Temperatur immer mehr hinunterrückt, so ist es möglich, daß es in der Nähe des Siedepunktes bei besonders schwerer Flüssigkeiten schon im Ostwaldschen Reibungsröhrchen zutage tritt. Die anomale Viskosität des Quecksilbers im Intervall 240—315° (Landolt-Börnstein, 37g) dürfte sich hierdurch ungezwungen erklären lassen.

1) Im ersten Teile dieses Artikels, Seite 772, steht fälschlich, daß der Radius der Kapillare gleich 0,0423 cm ist; es muß natürlich Durchmesser heißen.

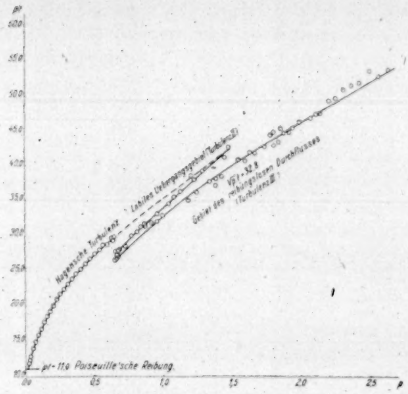


Fig. 3. Azeton bei 15°.

Diese K-Werte unterscheiden sich nicht wesentlich von dem für Wasser gefundenen und sprechen, wenn sie auch nicht besonders genau sind, doch dafür, daß das Kriterium nicht mehr von der chemischen Natur der Flüssigkeit berührt wird, sondern dieser durch die Beeinflussung, welche Dichte und Viskosität von ihr erfahren, bereits hinreichend Rechnung trägt. Freilich steht hiermit die große Abweichung bei Benzylalkohol nicht im Einklang.

Ein Versuch, die Übergangspunkte von der geordneten zur Turbulenzströmung für Benzylalkohol und Wasser durch Gleichungen von der Form $t = \frac{A}{p} + B$ anzunähern, führte zu keinem Resultat; der ganz deutliche Gang in den Differenzen erwies die Unzulässigkeit linearer Ausgleichung im gewählten Koordinatensystem. Im logarithmischen Druck-Geschwindigkeits-Koordinatensystem war die Annäherung durch eine gerade Linie viel genauer; ich erhielt:

A. Benzylalkohol.

$$-\log t = -2{,}2887 + 0{,}2571 \cdot \log p$$

Temp.	t gefunden	t berechnet	Differenz in Sek.
25°	205,5	206,0	−0,5
30°	216,5	217,2	−0,7
35°	231,0	229,4	+1,6
40°	240,9	239,7	+1,2
45°	248,8	249,5	−0,7
50°	259,3	260,1	−0,7

Aber während die erste Gleichung von der Form $\sqrt[4]{p} \cdot t = k$ ist, deutet die zweite auf einen

B. Wasser.

$$-\log t = -2{,}0404 + 0{,}4728 \cdot \log p$$

Temp.	t gefunden	t berechnet	Differenz in Sek.
4°	219,3	219,9	−0,6
15°	295,7	293,4	+2,3
20°	325,1	326,0	−0,9
25°	361,4	362,3	−0,9

Ausdruck $\sqrt[2]{p} \cdot t = k$ hin; bei der Verschiedenheit der Wurzelexponenten ist ein Vergleich der Konstanten k ausgeschlossen. Auf diesem Wege kommt man also nicht weiter.

Man gelangt indes ans Ziel, wenn man nicht die direkten Übergänge vergleicht, sondern die Schnittpunkte der Poiseuilleschen Reibungsgeraden ($p \cdot t = k$) und der Geraden für vollständige Hagen-Turbulenz, deren Form nahezu $\sqrt[3]{p^2} \cdot t = k$ ist (logarithmisches Koordinatensystem).

Mit Hilfe der Angaben des Landolt-Börnstein wurden zunächst die für meinen Apparat in Frage kommenden Konstanten der Gleichung $p \cdot t = k$ bei verschiedenen Temperaturen für mehrere der untersuchten Flüssigkeiten berechnet; nach Kombination der so erhaltenen Ausdrücke mit den früher von mir abgeleiteten Interpolationsgleichungen für Hagen-Turbulenz von der Form $p^{0{,}658} \cdot t \cdot e^{\frac{\theta}{273}} = C$[1]) erhielt ich die folgenden Schnittpunktskoordinaten fürs logarithmische Koordinatensystem:

Substanz	Temp.	log p	log t
Azeton	0°	−1,3368	−2,4440
	10°	−1,4196	−2,4826
	20°	−1,4985	−2,5186
	30°	−1,5746	−2,5531
Äthylazetat	0°	−1,0243	−2,2977
	10°	−1,1439	−2,3605
	20°	−1,2511	−2,4151
	30°	−1,3487	−2,4634
	40°	−1,4391	−2,5070
	50°	−1,5183	−2,5432
Wasser	20°	−0,5700	−2,0820
	25°	−0,6816	−2,1427
	30°	−0,7811	−2,1954
	35°	−0,8778	−2,2463
	40°	−0,9624	−2,2891
	45°	−1,0408	−2,3280
	50°	−1,1125	−2,3625
Chloroform	0°	−1,0705	−2,4273
	10°	−1,1659	−2,4740
	20°	−1,2509	−2,5139
	30°	−1,3294	−2,5495

1) Für Wasser ist dieser Ausdruck nicht gültig (14, 759—766, 1913); die erforderlichen Werte für C_{Hagen} wurden

Geradlinig ausgeglichen, lieferten sie mir die nachstehenden Werte für $B = tg\,\alpha$:

Azeton:	0,46	
Äthylazetat:	0,50	Mittelwert: 0,49
Wasser:	0,52	
Chloroform:	0,47	

Setzt man statt seiner den Wert 0,5 oder $^1/_2$, so gelangt man zu Gleichungen, deren Zulässigkeit sich aus der Nachrechnung ergibt.

I. Azeton.

Gleichung: $\sqrt{p} \cdot t = 59{,}0$

Temp.	$p_{krit.}$	$t_{krit.}$ gefunden	$t_{krit.}$ berechnet	Differenz in Sekunden	Differenz in Proz.
0°	0,0461 kg	278,0	275,0	+3,0	1,07
10°	0,0381 „	303,9	302,5	+1,4	0,34
20°	0,0317 „	330,1	331,3	—1,2	0,36
30°	0,0266 „	357,3	361,6	—4,3	1,20

II. Äthylazetat.

Gleichung: $\sqrt{p} \cdot t = 61{,}3$

0°	0,0946 kg	198,5	199,3	—0,8	0,40
10°	0,0718 „	229,35	228,75	+0,6	0,26
20°	0,0561 „	260,2	258,8	+1,4	0,54
30°	0,0448 „	290,75	289,6	+1,15	0,40
40°	0,0363 „	321,35	321,3	+0,05	0,02
50°	0,0303 „	349,3	352,0	—2,7	0,77

III. Wasser.

Gleichung: $\sqrt{p} \cdot t = 63{,}9$

20°	0,2693 kg	120,8	123,1	—2,3	1,9
25°	0,2086 „	138,9	140,0	—1,1	0,79
30°	0,1656 „	156,8	157,0	—0,2	0,12
35°	0,1328 „	176,3	175,5	+0,8	0,45
40°	0,1091 „	194,6	193,4	+1,2	0,62
45°	0,0910 „	212,8	211,8	+1,0	0,47
50°	0,0772 „	230,4	230,0	+0,4	0,17

IV. Chloroform.

Gleichung: $\sqrt{p} \cdot t = 77{,}5$

0°	0,0850 kg	267,5	265,7	+1,8	0,68
10°	0,0682 „	297,85	296,5	+1,35	0,46
20°	0,0561 „	326,5	327,7	—1,2	0,37
30°	0,0468 „	354,4	357,9	—3,5	0,98

Man sieht auf den ersten Blick, daß die Konstanten dieser vier Gleichungen in demselben Sinne wie die Dichten der Flüssigkeiten wachsen. Unter Benutzung der Dichten bei 20°

D_{Azeton}	= 0,818	
D_{Azetat}	= 0,914	siehe Dissertation 1912
$D_{Chloroform}$	= 1,500	
D_{Wasser}	= 0,998	(nach Landolt-Börnstein)

mit der empirischen Formel $p^{0{,}657} \cdot t \cdot e^{0{,}005830 \cdot \vartheta} = 57{,}31$ abgeleitet.

kommt man bei linearer Ausgleichung im logarithmischen Koordinatensystem zu

$$\log C = 1{,}8071 + 0{,}4585 \cdot \log D,$$

einem Ausdruck, welcher die Beobachtungen sehr gut wiedergibt. Ersetzt man den Koeffizienten von $\log D$ durch den Wert $^1/_2$, so gelangt man zur Gleichung

$$\log C = 1{,}8065 + 0{,}5 \cdot \log D$$

oder

$$C = 64{,}05 \sqrt{D},$$

deren Zulässigkeit die nachstehende Tabelle erweist:

Substanz	C gefunden	C berechnet	Differenz in Sekunden
Azeton . .	59,0	57,9	+1,1
Azetat . .	61,3	61,55	—0,25
Wasser . .	63,9	64,0	—0,1
Chloroform	77,5	78,45	—0,95

Die Schnittpunkte der Reibungskurven für die Strömungsgebiete nach Poiseuille und nach Hagen liegen bei den verglichenen Flüssigkeiten demnach auf einem Kurvenzug von der Gleichung

$$t = 64{,}05 \sqrt{\frac{D}{p}},$$

die sich von der Gleichung für mein oberes Strömungsgebiet und der für das Ende (Diskontinuität) der Hagen-Turbulenz nur durch die Größe der Konstante unterscheidet.

Man kann demnach hinsichtlich der Leichtigkeit, mit der in einer Flüssigkeit Hagensche Turbulenz erzeugt werden kann, voraussagen, daß diese sich um so später einstellt, je größer die innere Reibung η ist (denn um so mehr rückt in der logarithmischen Darstellung der Schnittpunkt nach rechts oben und der kritische Druck vergrößert sich), und um so früher, je größer die Dichte D der Flüssigkeit ist (denn in diesem Falle rückt der Schnittpunkt nach links unten und der kritische Druck verringert sich) oder mit andern Worten:

> Der Übergang von der Poiseuilleschen zur Hagenschen Strömung in Kapillarröhren ist direkt proportional der Quadratwurzel aus der Dichte D und umgekehrt proportional der Zähigkeit η der durchströmenden Flüssigkeit.

Es ist jetzt verständlich, warum Benzylalkohol, der ungefähr die Dichte von Wasser, dagegen dessen fünffache Zähigkeit besitzt, noch bei relativ großen Drucken in meinem Turbulenzreibungsapparat in Poiseuillescher Strömung fließen konnte. Quecksilber dagegen, welches etwa die Zähigkeit des Wassers hat, aber 13,6 mal dichter ist, muß ganz besonders zur Her-

stellung von Turburlenzströmung geeignet sein; auch dieses Resultat steht mit den Tatsachen im Einklang.

Einer besonderen Formel, um die Abhängigkeit der Konstanten für Hagen-Turbulenz von der Temperatur auszudrücken, bedarf es fortan nicht mehr; es genügt in der Tat die Kenntnis von η, der Dichte D und der Neigung der Turbulenzgeraden.

Wie der Übergang von der geordneten zur ungeordneten Strömung in Wirklichkeit sich vollzieht, zeigt uns das Verhalten des Benzylalkohols bei 50° deutlich. Statt bis zum Punkte

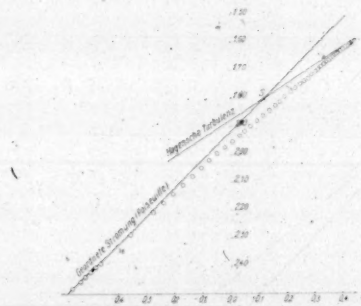


Fig. 4. Benzylalkohol bei 50° C; Abszissenachse: Werte von log p; Ordinatenachse: Werte von log t.

S mit Poiseuille-Reibung zu fließen und dann turbulent zu werden, also in der graphischen Darstellung einen Knick zu geben, wie ihn die Ugarteschen Zeichnungen, beim Übergange von der Hagenschen Strömung nach dem oberen Gebiet, zeigen, wird die Flüssigkeit schon weiter unten, bei einem Punkte, der sehr schwer festzustellen ist, langsam turbulent; man erhält so eine schwach gekrümmte Kurve, die sich den beiden Grenzgeraden gleichmäßig anschmiegt. (Fig. 4.)

Buenos Aires, den 5. Dezember 1914.

Chemische Abteilung am Instituto Nacional del Profesorado Secundario. Calle Valentín Gómez 3163.

(Eingegangen 12. Februar 1915.)

Zur Kenntnis des Überganges von der geordneten zur Turbulenz-Strömung in Kapillarröhren. III.

Von Walther Sorkau.

Wie ich im vorhergehenden Artikel (S. 97—100) zeigen konnte, ist die Grenze, bis zu welcher im günstigsten Falle eine Flüssigkeit mit Poiseuillescher Reibung fließen kann, für meinen Apparat gegeben durch die Gleichung

$$\sqrt{p} \cdot t = 64{,}05 \cdot \sqrt{D}$$

oder in allgemeiner Form:

$$\sqrt{p} \cdot t = a \cdot \sqrt{D},$$

wo a von der Kapillare in einer noch nicht ermittelten Weise und vom Volumen V abhängig ist.

Für den Schnittpunkt S dieser Kurve mit der für Poiseuille-Reibung

$$pt = k$$

findet man die folgenden Koordinaten:

$$p_{\text{krit.}} = \frac{1}{a^2} \frac{k^2}{D}$$

$$t_{\text{krit.}} = a^2 \cdot \frac{D}{k}.$$

Da dieser Schnittpunkt auch der Kurve für Hagen-Turbulenz von der Form

$$\sqrt[n]{p} \cdot t = C$$

angehört, wo n nahezu gleich 1,5 ist, so kann man die Werte von C für alle Temperaturen berechnen:

$$C_{\text{Hagen}} = \left(\frac{1}{a^2} \frac{k^2}{D}\right)^{\frac{1}{n}} \cdot a^2 \frac{D}{k}$$

$$= D^{\frac{n-1}{n}} \cdot k^{\frac{2-n}{n}} \cdot a^{\frac{2n-2}{n}}.$$

Dieser Ausdruck, der für $n = 1{,}5$ übergeht in die einfache Formel

$$\sqrt[3]{D \cdot k \cdot a^2} = C$$

ist identisch mit der Schäfer-Frankenbergschen Dimensionsformel[1])

$$[C] = \left[\varrho^{\frac{n-1}{n}} \cdot k^{\frac{2-n}{n}} \cdot L^{\frac{2n-2}{n}}\right],$$

in welcher ϱ die Dichte und L ein Längenmaß vorstellt. Daß der Faktor a in meiner Formel wirklich die Dimension einer Länge hat, zeigt eine kurze Dimensionsrechnung. Da Schäfer und Frankenberg, um ihre Formel abzuleiten, die Annahme gemacht hatten, daß die hydrodynamischen Gleichungen ihre Gültigkeit auch für das Gebiet der Turbulenzströmung behalten, so haben meine experimentellen Resultate den sichern Beweis erbracht, daß eine solche Annahme richtig ist.

Wenn ich seinerzeit bei meinen Wassermessungen eine Unstimmigkeit zwischen Theorie und Experiment für das Gebiet der Hagen-Tur-

1) Diese Formel rührt übrigens im wesentlichen von Th. v. Kármán her (diese Zeitschr. **12**, 283. 1911). (Anmerkung der Redaktion.)

bulenz gefunden hatte, so dürfte das wohl darauf zurückzuführen sein, daß ich mit der nur für das kleine Temperaturintervall von 35^0—50^0 ermittelten Interpolationsformel die C_{Hagen}-Werte nach oben und unten hin extrapoliert und dadurch einen Fehler in die Resultate hineingebracht habe; der Gang in den Abweichungen steht mit einer solchen Auffassung im Einklange.

Für die kritische Geschwindigkeit $U_{\text{krit.}}$ findet man:

$$U_{\text{krit.}} = \frac{V}{q \cdot t_{\text{krit.}}} = \frac{V}{r^2 \cdot \pi \cdot a^2 \frac{D}{k}} = \frac{k}{D \cdot \pi} \frac{V}{a^2 \cdot r^2}$$

und da der Ausdruck

$$\frac{V}{a^2 \cdot r^2}$$

von der Dimension $\frac{1}{\text{cm}}$ ist, also den reziproken Wert einer Länge vorstellt, so gelangt man zu der Formel:

$$U_{\text{krit.}} = \frac{k}{D \cdot \pi \cdot L}$$

oder für Untersuchungen in demselben Reibungsapparat:

$$\frac{U_{\text{krit.}} \cdot D}{k} = \frac{1}{\pi \cdot L} = \text{Konstante.}$$

Sollte das Experiment, wie wohl zu erwarten ist, ergeben, daß die kritische Geschwindigkeit nur noch vom Kapillardurchmesser beeinflußt wird, so liefert dieser Ausdruck das bekannte Osborne-Reynoldssche Kriterium.

Buenos Aires, den 15. Dezember 1914.
Departamento de Química del Instituto Nacional del Profesorado Secundario. Calle Valentín Gómez 3163.

(Eingegangen 12. Februar 1915.)

Versuche über den Rückstoß, den die Kathode bei der Glimmentladung erfährt.

(Auszug aus der Göttinger Dissertation.)

Von Franz Tuczek.

Einer Anregung von Herrn Geheimrat Riecke folgend, hat der Verfasser im Anschluß an dessen im Jahre 1898[1]) erschienene Arbeit Versuche über die während der Glimmentladung auf die Kathode wirkenden abstoßenden Kräfte gemacht. Aus der angeführten Arbeit von Herrn Riecke und später veröffentlichten Versuchen der Herren Starke[1]) und v. Angerer[2]), den Druck der auf ein bewegliches System auffallenden Elektronen zu messen, geht hervor, daß die auftretende Wirkung erheblich größer ist als der aus Stromstärke, Verhältnis von Masse zur Ladung und durchlaufenem Potentialgefälle berechnete Druck, wenn man nicht besondere Vorsichtsmaßregeln anwendet, um alle übrigen Kräfte auszuschließen.

Mißt man, wie es in der Arbeit des Verfassers geschehen ist, den Rückstoß gegen die Kathode, so können noch folgende Kräfte auftreten: Thermoradiometrische Kraft infolge der Erwärmung der Kathode, Stoß der positiven Ionen und der von ihnen mitgerissenen neutralen Gasmoleküle, der hydrostatische Druck durch Einwirkung des elektrostatischen Feldes auf Gasteile mit positiver Raumladung und bei größeren Drucken molare Störungen als Folge ungleichmäßiger Erwärmung des Gases. Diesen Kräften wirkt entgegen die Anziehung der Kathode durch das vor ihr liegende elektrostatische Feld, die von Herrn Warburg[3]) untersucht worden ist. An der Hand der vorhandenen Arbeiten und eigener orientierender Versuche hat der Verfasser in seiner Dissertation diese Kräfte gegeneinander abgeschätzt, mit dem Resultat, daß bei Gasdrucken, bei denen molare Strömungen nicht mehr vorkommen, die radiometrische Abstoßung und die elektrostatische Anziehung die anderen Wirkungen bei weitem übertreffen.

Dieses Ergebnis wird durch die quantitativen Messungen unterstützt. Die Messungen wurden nach zwei Methoden ausgeführt, erstens mit der von Herrn Riecke in der oben zitierten Arbeit beschriebenen, wobei die Bewegung eines auf einer Spitze drehbaren Radiometerrädchens beobachtet und die als zeitlich konstant angenommene treibende Kraft aus Endgeschwindigkeit und Reibungskoeffizient berechnet wird. Später wurde eine Torsionswage benutzt. Bei beiden Anordnungen befand sich das Radiometer inmitten eines Faradayschen Käfigs, der als Anode diente. Die Radiometer hatten teils ebene, auf der Rückseite mit Glimmer hinterlegte Flügel, teils halbzylindrisch geformte ohne Glimmerbelegung. Die mit beiden Formen erhaltenen Resultate stimmen qualitativ überein, doch erforderten die halbzylindrischen eine größere Stromstärke bei gleicher Größe des Rückstoßes, da bei ihnen nur die Differenz der Drucke auf beiden Seiten der Flügel wirksam wird. Diese Differenz wird durch verschiedene Größe des Temperaturgefälles bedingt.

1) E. Riecke, Wied. Ann. **66**, 954, 1898.

1) H. Starke, Ann. d. Phys. **3**, 101, 1900.
2) E. v. Angerer, Ann. d. Phys. **41**, 1, 1913.
3) Warburg, Wied. Ann. **45**, 1, 1892.

Der Gasdruck wurde zwischen einigen Millimetern und 0,02 mm *Hg* variiert, die Stromstärke betrug im Maximum 30 Milliampere. Bei höherem Vakuum und größeren Stromstärken konnte mit der verwendeten Apparatur eine ruhige Entladung nicht mehr erzielt werden.

Bei Benutzung der ersten Methode zeigte sich, daß die aus der Beschleunigung berechneten Reibungskoeffizienten von der Zeit nach dem Ein- bzw. Ausschalten des Stromes abhingen, und zwar in dem Sinne, wie es einem allmählichen Anwachsen und Abfallen der Kraft entspricht. In der Tat konnte mit der Torsionswage ein zeitliches Ansteigen der Kraft nach einem Exponentialgesetz festgestellt werden. Im ersten Augenblick nach dem Einschalten wurde häufig ein Ausschlag in entgegengesetzter Richtung beobachtet, hervorgerufen durch das statische Feld. Das allmähliche Anwachsen der Kraft ist bedingt durch die allmähliche Erwärmung der Kathode.

Die Abhängigkeit der mit dem Endwert der Kraft proportionalen Endgeschwindigkeit der Rädchen von Stromstärke, Entladungsspannung und Gasdruck ist dieselbe, wie sie die aus dem Ausschlag der Torsionswage gefundenen Werte zeigen. Daraus kann auf die Konstanz des Reibungskoeffizienten geschlossen werden. Versuche, bei denen ein Rädchen durch Anblasen mit einem Luftstrom in Bewegung gesetzt wurde, lassen ebenfalls keine Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Geschwindigkeit (bis 21 Touren in der Sekunde) und dem Gasdruck, von 0,05 bis 2 mm *Hg* erkennen.

Was die Abhängigkeit der rückstoßenden Kraft von den drei genannten Größen angeht, so folgt sie im großen und ganzen dem Verlaufe der Elektrodenspannung und ist nicht, wie man annehmen sollte, der im Entladungsrohr verzehrten Energie proportional, doch tritt auch nicht allgemein Proportionalität mit der Spannung auf. Mit abnehmendem Gasdruck und bei konstant gehaltener Stromstärke steigt die Kraft erst langsam, dann sehr schnell an in Kurven, die gleichseitigen Hyperbeln ähnlich sind. (Fig. 1 zeigt zwei solche Kurven, die mit dem Radiometer mit ebenen Flügeln an der Torsionswage gewonnen worden sind. Die gestrichelte Kurve stellt die Abhängigkeit der Elektrodenspannung vom Gasdruck bei konstanter Stromstärke dar.) Die bei konstantem Gasdruck und variierter Stromstärke erhaltenen Kurven ähneln den Charakteristiken, sie verlaufen um so steiler je kleiner der Gasdruck ist. (Die Kurven der Fig. 2 sind mit dem Radiometer mit halbzylindrischen Flügeln an der Torsionswage aufgenommen. f bedeutet den Gasdruck.)

Diese Kurven weisen zwei bemerkenswerte Eigenschaften auf, die sich auch in den Charakteristiken, aber hier viel weniger ausgeprägt, vorfinden. Erstens treten ein oder zwei scharfe Knicke auf und zwar dann, wenn das negative Glimmlicht das den Faradaykäfig bildende Drahtnetz berührt oder durchdringt. Man kann diese Eigentümlichkeit folgendermaßen erklären. Die Größe der Radiometerkräfte hängt von dem Maße des Temperaturgefälles vor der zurückgestoßenen Fläche ab. Dieses ist bei gleicher

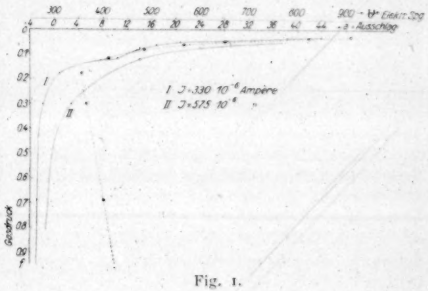


Fig. 1.

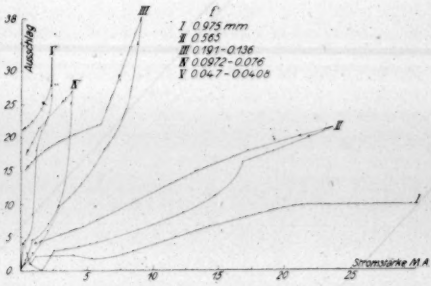


Fig. 2

Temperatur der Kathode um so größer, je niedriger die Temperatur des Gases im Glimmlicht ist. Die Temperatur im Glimmlicht ist aber höher als in der übrigen Gasmasse, weil hier die Moleküle Bewegungsenergie von den Elektronen aufnehmen. Bringt man nun einen wärmeleitenden Körper an den Rand des Glimmlichts, so entzieht er ihm Wärme und erhöht das Temperaturgefälle vor der Kathode. Kommt er aber tiefer in das Glimmlicht hinein, so wird er selbst von den aufprallenden Elektronen stärker erwärmt als das Gas, in dem die Energieabgabe sich über eine längere Strecke verteilt. Dadurch wird der Temperaturgradient verkleinert.

Entsprechend läßt sich die Tatsache erklären,

daß die Wirkung in einem kleineren und einem größeren Netz etwa gleich groß, in einem mittelgroßen aber kleiner gefunden wurde. Die Kraft nimmt mit dem Abstand zwischen Kathode und Netz ab, die Verringerung kann aber durch die bei kleinerem Netz höhere Entladungsspannung wieder ausgeglichen werden.

Zweitens ist eine sehr beträchtliche Hysteresis zu bemerken. Die Werte der wirkenden Kraft, die bei kleiner werdender Stromstärke aufgenommen sind, können die bei vergrößerter Stromstärke erhaltenen um mehr als das Zehnfache übertreffen. Dies Verhalten kann durch eine Zunahme der Temperatur des gesamten in der Glasglocke eingeschlossenen Gases erklärt werden.

Zusammenfassung.

Die auf die Kathode während der Glimmentladung wirkende Kraft und ihre Abhängigkeit von Gasdruck (einige Millimeter bis 0,02 mm *Hg*) und Stromstärke wurde mit rotierenden Radiometerrädchen und einer Torsionswage gemessen. Der größte Teil der Kraft ist den thermoradiometrischen Wirkungen zuzuschreiben, die aber durch die elektrostatische Anziehung teilweise oder ganz aufgehoben werden. Sie folgt im wesentlichen dem Verlauf der Elektrodenspannung. In der Abhängigkeit der Kraft von der Stromstärke tritt eine sehr bedeutende Hysteresis auf. Die Kurven zeigen Knicke, die mit dem Durchdringen des negativen Glimmlichts durch das die Anode bildende Drahtnetz im Zusammenhang stehen.

(Eingegangen 8. Februar 1915.)

Die Elektronenemission der *CaO*-Elektrode im Vakuum.

Von Werner Germershausen.

Seit der Entdeckung der Wehneltelektrode ist ihre Wirksamkeit der Gegenstand mannigfacher Untersuchungen geworden. Diese Untersuchungen führten mehrere Forscher zu der Annahme, daß die Elektronenemission durch elektrochemische Vorgänge in der Elektrode verursacht wird. Durch den Strom oder die hohe Temperatur sollten die *CaO*-Moleküle dissoziiert werden und die Wiedervereinigung oder die Trennung der Komponenten sollten die Emission der Elektronen herbeiführen. Da die Wiedervereinigung der Komponenten, der das elektrische Feld entgegenwirkt, nicht quantitativ erfolgen kann, muß ein allmähliches Aufbrauchen des Oxyds, verbunden mit einer Gasabgabe zum mindesten an der Kathodenoberfläche eintreten. Diese Erscheinungen wurden tatsächlich bei allen bisherigen Untersuchungen der Wirksamkeit der *CaO*-Elektrode im Vakuum beobachtet und galten einigen Forschern als beweiskräftig für die Erklärung der Elektronenmission auf elektrochemischer Grundlage. Fredenhagen[1]) untersuchte die Wirksamkeit der *CaO*-Elektrode im Vakuum und zeigte, daß die Elektronenemission durchaus nicht konstant ist, sondern bei verhältnismäßig niedriger Belastung und Spannung schnell abnimmt. Die Abnahme konnte verzögert und sogar eine Zunahme erzielt werden, wenn die Elektrode einige Minuten hoch erhitzt wurde. Die Abnahme wurde durch den Verlust der nicht wiedervereinigten Komponenten des *CaO* erklärt, während die Zunahme durch Erhitzen ohne Belastung als ein Zusammensintern der Oxydschicht unter Gewinnung eines besseren Kontaktes mit der metallischen Unterlage gedeutet wurde. Ebenso wie Fredenhagen ist Gehrts[2]) zu dem Resultat gekommen, daß die Elektronenemission durch chemische Vorgänge verursacht wird. Von ihm wird jedoch die Annahme gemacht, daß das *CaO* rein thermisch dissoziiert wird, und sich das Elektron an das Sauerstoffmolekül anlagert und auf diese Weise als Ion von der Kathode weggeführt wird. Während also ohne elektrisches Feld sich das *CaO* in einem stationären Gleichgewicht befindet, muß durch Anlegen eines negativen Potentials eine Fortdiffusion des geladenen Sauerstoffmoleküls stattfinden, d. h. es kann die Elektronenemission nur unter Gasabgabe stattfinden und muß ein Aufbrauchen der Oxydschicht eintreten. Ganz ähnliche Beobachtungen an der Wehneltelektrode wurden auch schon früher von mehreren Seiten gemacht, ohne daß man daraus eine Theorie der Wirksamkeit der *CaO*-Elektrode folgerte.

Im Anschluß an die Arbeiten von Fredenhagen habe ich das Verhalten der Oxydelektrode im extremen Vakuum untersucht. Meine Versuchsbedingungen zielten dahin, in einem von okkludierten Gasresten freien Entladungsrohr zu arbeiten. Es ist bekannt, daß diese Gasreste, die die Elektronenemission bedeutend beeinflussen, mit den empfindlichsten Druckmessungen sich nicht mehr feststellen lassen.

Da ferner bei den verhältnismäßig hohen Temperaturen, denen bei großen Belastungen die Metallteile ausgesetzt sind, auch leicht Oberflächenreaktionen mit den Restgasen und damit Potentialsprünge eintreten können, bestanden alle Metallteile aus Platin oder Platiniridium und konnten alle im Vakuum elektrisch aus-

1) Fredenhagen, Ber. d. Math.-Phys. Kl. d. kgl. sächs. Ges. d. Wiss. **65**, 42, 1913; diese Zeitschr. **15**, 19, 1914.

2) Gehrts, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **15**, 1046, 1914.

geglüht werden. Schliffe wurden völlig vermieden und zwischen Versuchsrohr und Pumpe bzw. Mac Leod-Manometer, welches nur zur Kontrolle diente, befanden sich hintereinander zwei Gasfallen, die mit flüssiger Luft gekühlt wurden. Das Versuchsrohr selbst wurde nicht gekühlt. In der Anordnung befand sich außerdem ein Kaliumspüler, durch den später durch Palladium einzuleitender Wasserstoff gereinigt werden sollte. Das Kalium wurde durch dreifache Destillation im Vakuum in diesem Rückflußkühler gebracht und konnte darin ausgekocht werden. Die Verbindung zwischen Kalium und Versuchsrohr wurde wiederum mit flüssiger Luft gekühlt. Die Kaliumdestillationsrohre wurden abgeschmolzen. Induktorentladungen wurden zur Entgasung nicht verwendet. Die Wehnelt-*CaO*-Elektrode bestand aus einem ca. 2 mm breiten und 10 mm langen Platinstreifen, auf dessen Mitte ein scharf umgrenzter Oxydfleck von ca. 8 qmm Oberfläche aufgebrannt wurde. Um ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu erhalten, waren die Elektroden in der aus

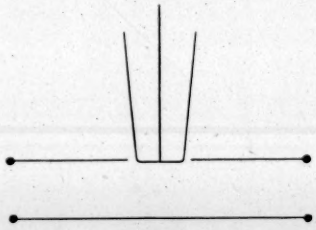


Fig. 1.

Fig. 1 ersichtlichen Weise angeordnet. Sie bestanden aus Platiniridiumbändern von genügender Oberfläche. In die Mitte des einen Bandes wurde die Oxydkathode eingepaßt und dieses als Schutzringelektrode mit ihr auf das gleiche Potential gebracht. Der Abstand der beiden Elektroden konnte kathetometrisch gemessen werden. Die Heizung der Oxydelektrode geschah mit Wechselstrom, die Temperaturmessung durch ein an die Rückseite der Elektrode zentrisch angeschweißtes Platin-Platin-Rhodium-Thermoelement. Die Zuführungsdrähte zu dem Thermoelement befinden sich, wie ersichtlich, nicht in dem elektrischen Feld.

Mit dieser Versuchsanordnung gelang es nun an verschiedenen Wehnelt-Elektroden an der Charakteristik der Entladung die allmähliche Beseitigung der Restgase zu verfolgen, bis der von Langmuir[1]) und Schottky[2]) berechnete Raumladungsgrenzstrom erreicht war.

1) Langmuir, diese Zeitschr. 15, 348 u. 516, 1914.
2) Schottky, diese Zeitschr. 15, 526, 1914.

Es zeigten sich dabei genau die von Langmuir an Wolfram festgestellten Erscheinungen. Bei der Gegenwart der Restgase war der Teil der Stromtemperaturcharakteristik, der der Richardsonschen Gleichung

$$i = a\sqrt{T}\,e^{-\frac{b}{T}}$$

entspricht, stark herabgedrückt, während der Raumladungseffekt fehlte. Durch Belastung wurde dieser störende Einfluß der Gasreste in folgender Weise beeinflußt. Bei konstanter Temperatur und steigendem Potential bis 400 Volt nahm die Herabsetzung des Effektes ganz bedeutend zu, so daß bei Wiederholung der Meßreihe eine Abnahme der Elektronenemission vorgetäuscht wurde. Hielt man das Potential konstant und steigerte die Temperatur, so erhielt man bei entsprechenden Temperaturen bei steigender Temperatur kleinere Ströme als bei sinkender Temperatur. Es trat also der an der Wehneltelektrode allgemein beobachtete Verzögerungseffekt auf, der, wie noch gezeigt wird, nach Beseitigung der Restgase fehlte. Es scheint also auch für die Wehneltelektrode die von Langmuir für Wolfram gemachte Annahme Berechtigung zu haben, daß sich die Restgase als Gashaut an die Oberfläche der Kathode anlagern und die Bildung und Zerstörung dieser Gasschicht durch Potential und Temperatur beeinflußt werden kann. Es wäre wohl durchaus möglich, daß in einem meßbar schlechten Vakuum die Restgase es sind, die infolge des positiven Ionenstoßes zu einer schnellen Zerstörung der Oxydschicht führen. Beseitigte man nun durch stundenlanges Erhitzen des ganzen Versuchsrohres auf ca. 450° und kurzes Ausglühen aller Elektrodenbleche diese Gasreste, wobei darauf zu achten war, daß sie durch die vor dem Versuchsrohr liegende Gasfalle hindurch diffundieren konnten, so bekam man für die Richardsonsche Gleichung eine ganz bedeutend höher liegende Kurve. Gleichzeitig war man aber bei der großen Wirksamkeit der *CaO*-Elektrode, die erst jetzt recht zutage trat, bereits dem Raumladungsgrenzwert sehr nahe, der für die in Frage stehende Elektrodenanordnung nach der von Langmuir[1]) für parallele Platten angegebenen Gleichung

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi}\sqrt{\frac{e}{m}}\,\frac{V^{3/2}}{x^2}$$

besonders einfach zu berechnen war. Es zeigte also die Stromtemperaturcharakteristik im Gegensatz zur Richardsonschen Gleichung bereits positive Krümmung und ging bei kleineren Spannungen schon von ganz niedrigen Temperaturen

1) Langmuir, loc. cit.

an in die von der Temperatur unabhängigen Grade über. Eine Verzögerungserscheinung wie vorher trat nicht mehr auf, wie überhaupt der Effekt tagelang konstante Werte zeigte. Daß die durch die Restgase hervorgerufene Austrittsarbeit ganz bedeutend gesunken war, zeigte sich aber vor allem auch in der Stromspannungscharakteristik.

Während vorher durch die Restgase ein Sättigungsstrom vorgetäuscht worden war, der nicht der wahren Wirksamkeit der *CaO*-Elektrode entsprach, erhält man jetzt für diesen Teil der Kurve ganz steil ansteigende Linien, die sich mit steigender Temperatur eng an die Grade mit dem Richtungsfaktor $aV^{1/2}$ anschließen. Da für hohe Spannungen der von Langmuir und Schottky berechnete Raumladungsgrenzwert sehr hoch liegt und, wie ersichtlich, die Elektronenemission der Wehneltelektrode in einem von Restgasen befreiten Vakuum sehr groß ist, so erhält man ganz bedeutende Stromdichten pro Oberflächeneinheit der Oxydschicht. Bei einem Elektrodenabstand von 0,85 cm und einem beschleunigenden Potential von 400 Volt zeichnete sich bei einer Belastung von $15 \cdot 10^{-3}$ Ampere die Oxydschicht als scharf umgrenzte glühende Fläche auf der Anode ab, während bei Gegenwart von Restgasen bei gleicher Belastung die Anode ein mehr verschwommenes Aufglühen zeigte. Leuchtende Entladung trat jedoch bei dem immerhin noch hohen Vakuum auch bei Dauerbelastung natürlich nicht auf. Es zeigte sich also auch hiermit, daß die Restgase einen ganz bedeutenden Einfluß auf die Bahn der Elektronen haben.

Mit dieser Veröffentlichung soll vorläufig nur qualitativ festgestellt werden, daß die Elektronenemission der *CaO*-Elektrode nicht nur nicht durch eine Gasabgabe bedingt ist, sondern vielmehr bei möglichster Fernhaltung aller Restgase sich bedeutend steigert und trotz großer Belastung unter hoher Spannung und bei hoher Temperatur zeitlich konstanten Wert annimmt.

Es mögen daher obige Auseinandersetzungen nnr durch folgende Kurvenaufnahmen erläutert werden. Aus Fig. 2 ist zu ersehen, wie der durch die Restgase bei niedrigen Temperaturen herabgedrückte Kurvenast I nach Entfernung der Restgase zu bedeutend höher liegenden Werten II übergeht, d. h. die Konstante b der Richardsonschen Gleichung ist gesunken. Die Elektronenemission ist aber bereits so weit gestiegen, daß sie oberhalb der durch die Raumentladung bestimmten Werte liegt. Sie muß also durch die Raumentladung begrenzt werden und damit ein Abbiegen von der Kurve, die der Richardsonschen Gleichung entspricht, zu der von der Temperatur unabhängigen durch die von Langmuir berechneten Graden stattfinden. Jedoch nur qualitativ die Raumladung festzustellen, genügt nicht, denn, wie Langmuir[1]) und Dushman[2]) gezeigt haben, findet dieser Übergang auch in einem weniger hohen Vakuum statt. Dies tritt dann jedoch erst bei höherer Temperatur ein, wobei ein Raumladungsgrenzstrom auftritt der oberhalb des berechneten liegt. Ohne also diesen Grenzwert zu kennen, d. h. bevor man die Konstante aus der Raumladungs-Gleichung $i = aV^{1/2}$ berechnet hat, kann man gar keine Schlüsse ziehen auf die wahre Elektronenemission einer Glühelektrode in einem Vakuum, in dem man diese Raumladungscharak-

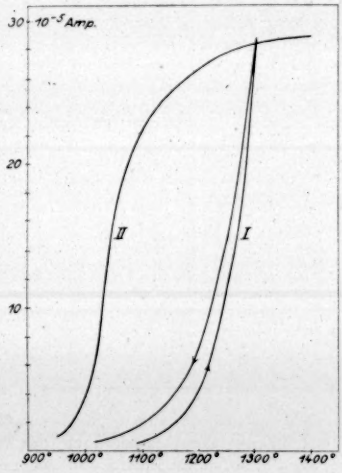


Fig. 2.

teristik qualitativ feststellt, außer wenn bei Verbesserung des Vakuums eine Veränderung der Charakteristik nicht mehr eintritt. Man weiß sonst eben nicht, bei welcher Stromdichte, d. h. bei welcher Temperatur ein Abbiegen von der Richardsonschen Kurve stattfinden muß und kann deshalb in einem Vakuum, in dem Raumladung qualitativ auftritt, die Konstanten der Richardsonschen Gleichung und damit die wahre Elektronenemission der Elektrode nicht bestimmen. Erst dadurch, daß, wie nachher gezeigt wird, der bei einer bestimmten Spannung mit der Temperatur erreichte Grenzwert mit der Rechnung übereinstimmt, hat man die Gewißheit, in einem von Restgasen befreiten Vakuum zu arbeiten und auf den Kurventeil, der der

1) Langmuir, loc. cit.
2) Dushman, diese Zeitschr. 15, 681, 1914.

Richardsonschen Gleichung entspricht, die wahre Elektronenemission der Kathode zu messen. Da die Wehneltelektrode bereits bei niedrigen Temperaturen große Ströme liefert, so tritt schon von niedrigen Temperaturen an der Raumladungseffekt auf; um also den Richardson-Effekt bequem messen zu können, muß man zu ziemlich kleinen Elektrodenabständen übergehen. Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit der Elektronenemission der *CaO*-Elektrode von der Spannung. Die Kurve I zeigt ein Beispiel für die von den Restgasen vorgetäuschte sehr niedrig liegende Sättigung, während nach Entfernung der Restgase die Elektronenemission bis zu hohen Span-

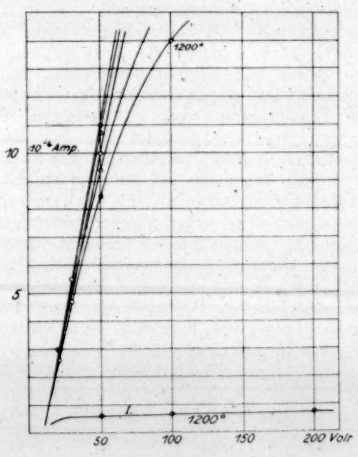


Fig. 3.

nungen unabhängig vom Potential und nur durch die Raumladungscharakteristik $i = aV^{3/2}$ bestimmt ist. Da die Elektronenemission der Wehneltelektrode sehr groß ist und, wie im vorliegenden Beispiel, der Strom bis zu hohen Potentialen durch die Raumladung begrenzt wird, so muß dieser Umstand zu Korrekturen führen, wie sie bereits von Schottky[1]) erkannt und berechnet sind.

Fig. 4 stellt die Elektronenemission in Abhängigkeit von der Temperatur dar. Man sieht wie bei niedrigen Spannungen bereits nach kleinem Temperaturintervall der kritische Grenzstrom und damit die Unabhängigkeit der Elektronenemission von der Temperatur erreicht ist. Es muß betont werden, daß die zahlenmäßigen

1) Schottky, loc. cit.

Werte dieser Kurven als durchaus konstant und an mehreren Tagen gemessen worden sind, wobei die verhältnismäßig kleine Oxydschicht mit Stromstärken bis $15 \cdot 10^{-3}$ Ampere etwa 9 Stunden lang belastet wurde. Die punktierte Kurve zeigt nochmals zum Vergleich den durch die Restgabe herabgesetzten Elektronenstrom bei 20 Volt in Abhängigkeit von der Temperatur.

Bei der angegebenen Elektrodenanordnung kann der Abstand bequem gemessen werden und ist praktisch für alle Oberflächenelemente der Oxydschicht derselbe. Ferner nimmt die von Langmuir angegebene Raumladungsgleichung in Volt-Ampere-Einheiten die einfachste Form an

$$i = 2{,}33 \cdot 10^{-6} \frac{V^{3/2}}{x^2}$$

und braucht bei dem praktisch zu vernachlässigen-

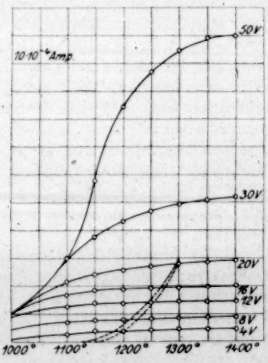


Fig. 4.

den Spannungsabfall innerhalb der Oxydschicht nicht mit Korrektionen versehen zu werden. Es kann daher eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung der Rechnung mit den experimentellen Resultaten erwartet werden. Da bei dem benutzten Elektrodenabstand von 0,85 cm der Raumladungsgrenzstrom schon ziemlich hoch liegt und man die Temperatur nicht über 1400 Grad steigern kann, so wurde er nur bis zu einer Spannung von 50 Volt erreicht. Aus umstehender Tabelle läßt sich die erzielte Übereinstimmung ersehen.

Bei den ganz niedrigen Spannungen von 2 und 4 Volt ist wohl bei Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen sowie infolge der Kontaktpotentialdifferenz in der *CaO*-Elektrode eine Übereinstimmung nicht zu erwarten. Es zeigt sich jedenfalls, daß diese

Volt	i (beob.)	i (ber.)	Temp.
2	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	$0{,}9 \cdot 10^{-5}$	↑
4	$3{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}6 \cdot 10^{-5}$	
8	$7{,}9 \cdot 10^{-5}$	$7{,}3 \cdot 10^{-5}$	
12	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$	$1{,}34 \cdot 10^{-4}$	
16	$1{,}9 \cdot 10^{-4}$	$2{,}06 \cdot 10^{-4}$	1400°
20	$2{,}9 \cdot 10^{-4}$	$2{,}88 \cdot 10^{-4}$	
30	$5{,}1 \cdot 10^{-4}$	$5{,}30 \cdot 10^{-4}$	
50	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	$1{,}14 \cdot 10^{-3}$	↓

Elektrodenanordnung bedeutende Vorzüge besitzt gegenüber der von Dushman[1]) angewendeten zur Bestimmung von $\frac{e}{m}$ aus dem Thermionenstrom.

Zusammenfassung.

1. Es wird im Gegensatz zu der von mehreren Seiten ausgesprochenen Theorie, die Wehneltelektrode könne infolge der in ihr stattfindenden chemischen Reaktion nur unter Gasabgabe und unter allmählichem Aufbrauch der Oxydschicht wirksam sein, gezeigt, daß das Herabsinken des Effekts der *CaO*-Elektrode in gleicher Weise wie bei dem Wolfram durch Restgase verursacht wird. Würde also eine Wehneltelektrode wirksam sein können, etwa nur unter Sauerstoffabgabe, so müßte sie, wenn der Strom nicht bis zur Stoßionisation gesteigert wird, jedenfalls einen spezifisch kleineren Effekt geben, als ein Metall in einem von Restgasen freien Vakuum.

2. Durch Entfernung der Restgase wird bei der *CaO*-Elektrode die Konstante b in der Richardsonschen Gleichung stark erniedrigt, d. h. die Elektronenemission des Kalziumoxyds bedeutend gesteigert, wobei ein von der Dauer der Belastung unabhängiger konstanter Effekt einsetzt, also nach den Untersuchungen von Langmuir[2]) eine Druckerhöhung über $1 \cdot 10^{-6}$ mm nicht eintritt.

3. Die von Langmuir und Schottky festgestellten Konstanten, die den Raumladungsgrenzwert bestimmen, lassen sich bei der angegebenen Elektrodenanordnung auch mit der *CaO*-Kathode experimentell nachweisen.

Über weitere Untersuchungen vor allem über die Bestimmung der Konstanten der Richardsonschen Gleichung für die Wehneltelektrode sowie über die Veränderung des Effektes durch reaktionsfähige Gase, die, wie aus den hierüber vorläufigen Ergebnissen hervorgeht, physikalischer Art zu sein scheint, wird an anderer Stelle berichtet werden.

1) Dushman, loc. cit. 2) Langmuir, loc. cit.

Leipzig, Theoretisch-physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 2. März 1915.)

Die physikalischen Bedingungen der Akkumulation von Sonnenwärme in den Salzseen.

Von M. Rózsa.

Die Erscheinungen der Akkumulation von Sonnenwärme in einigen Salzseen wurden durch Kalecsinszky zuerst eingehend untersucht und das Problem im allgemeinen gelöst. Die geologischen und hydrographischen Verhältnisse dieser durch Insolation erwärmten Salzseen hat F. Schafarzik genau festgestellt.

Ein besonderes Interesse erhielten diese merkwürdigen Erwärmungserscheinungen durch den Umstand, daß zur Erklärung der primären Hartsalzbildung ähnliche Erscheinungen der Zechsteinseen angenommen wurden.

Nach den Gleichgewichtsschemata Van't Hoffs kann nämlich die Ausscheidung eines aus Sylvin und Kieserit bestehenden Hartsalzgemenges aus eintrocknenden Meereslaugen nur bei Temperaturen über 72° erfolgen. Unter dieser Temperatur scheidet sich aus den entsprechend zusammengesetzten Laugen Kainit aus.

In den folgenden soll über die speziell physikalischen Bedingungen des Erwärmungsprozesses und über einige diesbezüglichen experimentellen Untersuchungen berichtet werden.

Die Dichtigkeit der warmen Salzseen zeigt nach unten zu eine sukzessive Zunahme, wie dies die angeführten Beobachtungsdaten des bei Szováta liegenden Bärensees veranschaulichen. (Tabelle I).

Tabelle I.

Tiefe	Spez. Gew.	*Na Cl* Proz.	t^0 C
0,0 m	1,052	7,5	22,5
0,1 „	1,055	8,0	24,2
0,2 „	1,061	9,0	24,6
0,3 „	1,062	9,0	24,8
0,4 „	1,065	9,5	27,6
0,8 „	1,070	10,0	34,0
0,9 „	1,075	10,5	35,9
1,0 „	1,082	11,5	37,2
1,5 „	1,122	17,0	45,2
2,0 „	1,180	24,0	51,8
2,5 „	1,193	25,5	47,1
3,0 „	1,195	26,0	41,5
4,0 „	1,196	26,0	37,8
5,0 „	1,196	26,0	33,8
7,0 „	1,202	26,5	28,5
10,0 „	1,205	27,0	25,2

Ähnliche Konzentrations- und Temperaturverhältnisse weisen auch die übrigen sich von den Sonnenstrahlen erwärmenden Salzseen auf. Es kann hierbei die Konzentration der bedeckenden Seeschichten sich bis auf 17 Proz. Kochsalz belaufen, da Schafarzik bei trockener Jahreszeit einen so hohen Prozentgehalt an Kochsalz der höchst liegenden Schichten des Bärensees vorfand (Tabelle II). Anderseits haben sich

in den Sommermonaten auch jene Salzseen bedeutend erwärmt, deren Salzgehalt nicht einmal in den konzentriertesten Schichten diese Grenze erreicht, wenn nur das spezifische Gewicht nach unten zu sukzessive zunahm (Grüner See, Tab. III).

Tabelle II.

Tiefe	Spez. Gew.	*Na Cl* Proz.	t^0 C
0,0 m	(1,124)	17,08	26,3
0,5 „	—	—	27,0
1,0 „	(1,139)	18,91	33,0
1,5 „	(1,192)	25,50	42,1
2,0 „	—	29,12	45,6
2,5 „	—	—	44,5

Tabelle III.

Tiefe	Spez. Gew.	*Na Cl* Proz.	t^0 C
0,0 m	1,040	6,0	26,5
0,5 „	1,088	12,5	43,6
1,0 „	1,089	12,5	44,4
1,5 „	1,092	13,0	46,3
2,0 „	1,115	16,0	53,7
2,3 „	1,115	16,0	48,8

Sämtliche Beobachtungen, die ich in den warmen Salzseen ausführte[1]), ergaben das Endresultat, daß zur starken Erwärmung der Salzseen eine ständige, kontinuierlich sukzessive Konzentrationsänderung der oberen Seeschichten nötig ist. Ein solcher Zustand kann aber nur infolge stationärer Diffusionsprozesse bestehen. Die Bedingungen derselben sind die langsame, aber andauernde Verdünnung der Oberfläche und die von unten her oder von den Seitenwänden aus in den See gelangenden Salzmengen.

Dieses Beobachtungsresultat konnte ich auf Grund der ausgeführten experimentellen Untersuchungen ebenfalls bestätigen[2]). Es wurden zu diesem Zwecke in Glaszylindern Lösungen von homogener und geschichteter Konzentration der Sonnenstrahlung und der äußeren Wärmeleitung unter gleichen Umständen ausgesetzt. Die nach mehrstündiger Erwärmung an einem heißen Sommertage gefundenen Resultate meiner Messungen sind in Tabelle IV zusammengefaßt.

Diese Experimente liefern den Beweis, daß bei Lösungen, die den direkten Sonnenstrahlen und der erwärmenden Wirkung der Gefäßseitenwände gleichzeitig ausgesetzt sind, die Erwärmung der sukzessive konzentrierter werdenden Lösungen am stärksten ist. Eine bedeutende

1) M. Rózsa, Neuere Daten zur Kenntnis der warmen Salzseen (R. Friedländer & Sohn, Berlin 1911): Vgl. auch das ausführliche Referat von A. Johnsen, diese Zeitschr. 12, 735, 1911.

2) Vgl. auch Kalecsinszky, Ann. d. Phys. (4), 14, 843, 1904.

Tabelle IV.

1.

Tiefe	*Na Cl* %	t^0 C
0,0 dm	Wasser	39,8
0,5 „		39,8
1,0 „		39,8
1,5 „		39,8
2,0 „		39,6

2.

Tiefe	*Na Cl* %	t^0 C
0,0 dm	28	40,5
0,5 „	„	40,5
1,0 „	„	40,5
1,5 „	„	40,5
2,0 „	„	40,3

3.

Tiefe	*Na Cl* %	t^0 C
0,0 dm	Wasser	33,4
0,5 „	28	41,4
1,0 „	„	42,3
1,5 „	„	42,3
2,0 „	„	42,1

4.

Tiefe	*Na Cl* %	t^0 C
0,0 dm	Wasser	33,2
0,5 „	15	40,3
1,0 „	28	43,0
1,5 „	„	43,6
2,0 „	„	43,3

5.

Tiefe	*Na Cl* %	t^0 C
0,0 dm	Wasser	33,3
0,5 „	10	39,8
1,0 „	20	44,3
1,5 „	28	44,5
2,0 „	„	44,2

6.

Tiefe	*Na Cl* %	t^0 C
0,0 dm	Wasser	33,8
0,5 „	10	40,7
1,0 „	20	45,2
1,5 „	28	46,0
2,0 „	28	46,7
	schwarzer Bodenschlamm	

Erhöhung des Erwärmungsgrades verursacht der schwarze Bodenschlamm, nicht nur als guter Wärmeisolator, sondern infolge der Absorption der Sonnenstrahlen auch als erwärmende Fläche.

Die Wärmeströme der Lösungen von homogener Dichtigkeit verlaufen rascher, als diejenigen der geschichteten Salzlösungen; bedeutende Unterschiede der spezifischen Gewichte verhindern nicht die schnelle Vermischung der Schichten. Ebendeshalb wird auch die nächtliche Abkühlung der unteren Schichten umso geringer, je geschichteter die Konzentration des Salzwassers ist, da die ausgleichenden Wärmeströme, welche infolge des starken Wärmeverlustes der Oberfläche eintreten, in ihrer Zirkulationsfreiheit beschränkt, sehr langsam verlaufen, und der Wärmeverlust hauptsächlich durch die schlechte Wärmeleitungsfähigkeit dieser Salzlösungen von sukzessiver Temperaturabnahme bedingt wird.

Bei gleichen Umständen kühlte sich unter dem Wasser eine gesättigte, warme Salzlösung in ihren unteren Schichten besser ab, als eine minder konzentrierte, aber aus mehreren Schichten verschiedener Konzentration bestehende Lösung. Die Wärmemenge, welche durch die untere, gesättigte Lösung der oberen Wasserschicht abgegeben wird, ersetzt sich nämlich vermittelst der ausgleichenden Wärmeströme der

gesättigten, homogenen Lösung viel rascher, und so war der ganze Prozeß des Wärmeverlustes von bedeutend größerer Geschwindigkeit und demzufolge ein viel tiefer eindringender.

Die Wasseroberfläche der in den Glaszylindern befindlichen Salzlösungen erwärmte sich verhältnismäßig in geringem Maße, da bei gleicher Verdunstungsfläche, wie bei den homogenen Flüssigkeiten, derselbe Wärmeverlust geringeren Flüssigkeitsmengen zufiel.

Als wesentlicher Faktor des Erwärmungsprozesses erwies sich nach meinen Beobachtungen auch die Gestaltung des Seitengrundes der Salzseen. Je kleiner nämlich der Winkel, den der Seitengrund mit der Wasseroberfläche bildet, umso größer ist die erwärmende Fläche, welche der gleichen Wassermenge zukommt, während die relative Wärmeabsorption der nahezu senkrecht einfallenden Seitenwände, auch bei Sonnenwärme von gleicher Intensität viel geringer ist.

Als erwärmende Flächen wirken auch jene höher liegenden Teile des Seegrundes, welche im Horizonte der akkumulationsfähigen Seeschichten liegen.

Wo die Verdünnung der Salzseen ein periodischer Prozeß ist, dort kann bei trockener Jahreszeit die Abnahme des Konzentrationsunterschiedes so weit fortschreiten, daß in der wärmesammelnden Fähigkeit dieser Salzseen sich zeitweise eine Stagnation einstellt. Andererseits kann der Gleichgewichtszustand der periodischen Zuflüsse und der Verdunstung sich auch derart gestalten, daß über der konzentrierten Salzlösung der Seen eine solche mächtige Schicht von homogener Dichtigkeit entsteht, daß die einfallenden Wärmestrahlen, deren Hälfte bereits bei 1,2 m Seetiefe absorbiert wurde, in solch geringer Menge zu den akkumulationsfähigen Schichten gelangen, daß die Wärmeabsorption durch die Faktoren des Wärmeverlustes paralysiert wird.

Eine ähnliche und vom Gesichtspunkte der Wärmesammlung tote Schicht bedeckt auch den Schwarzen See bei Szováta, weshalb derselbe trotz des großen Konzentrationsunterschiedes der tieferen Seeschichten sich nicht erwärmen kann, wie dies auch die Messungsdaten beweisen (Tabelle V).

Tabelle V.

Tiefe	Spez. Gew.	*Na Cl* Proz.	t^0 C
0,0 m	1,019	3,0	23,5
1,0 „	1,021	3,0	24,1
2,0 „	1,034	5,0	23,5
3,0 „	1,142	19,5	22,2
4,0 „	1,182	24,5	19,3
5,0 „	1,196	26,0	18,6

Die mit den Jahreszeiten stattfindenden Konzentrationsverschiebungen der oberen Seeschichten haben es mit sich gebracht, daß in den Salzseen zeitweise zwei Temperaturmaxima und vierfache Veränderung der Temperaturrichtung entstehen können[1]).

Im Spätherbst wird das Wärmesammeln am Tage geringer und der nächtliche Wärmeverlust stufenweise größer. Die warmen Salzseen kühlen sich in den oberen Schichten stark ab und beim Eintritt der kälteren Winterzeit bildet sich auf ihrer Oberfläche eine dünne Eiskruste. Mit dem Gefrieren der schwachsalzigen Oberfläche vermindert sich der Konzentrationsunterschied der darunter liegenden Schichten; vermittelst der Diffusionsvorgänge regeneriert sich der Salzgehalt bis zu einem gewissen Grade, da auf die Oberfläche keine verdünnenden Wassermengen gelangen. Infolge der ausgleichenden Wärmeströme und der Wärmeleitung werden nun diese oberen Schichten bedeutend abgekühlt. In dem Maße aber, wie die Konzentration an Kochsalz in vertikaler Richtung sukzessive zunimmt, ist der Wärmeverlust schon nicht mehr so groß, daß bis zur Zeit des im Frühjahre beginnenden Wärmesammlungsprozesses in den größeren und tieferen Salzseen bedeutende Wärmemengen nicht zurückbleiben könnten.

Die Temperaturveränderungen des Bärensees in den verschiedenen Tiefen und zu den verschiedenen Jahreszeiten habe ich in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tabelle VI.

Jahreszeit	Temperatur (t^0 C)					
	Oberfl.	0,5 m	1 m	1,3 m	2 m	2,5 m
28. Aug. 1907	25	25,5	26	26,5	41,0	42,5
24. Nov. 1907	5,6	12,8	13,5	13,5	27,2	30,0
24. Dez. 1907	Eis	10,0	10,3	10,5	22,5	25,5
24. Jan. 1908	Eis	8,5	8,5	8,8	20,5	23,0
24. Febr. 1908	Eis	6,7	6,9	6,9	18,0	20,5
24. März 1908	6,0	13,8	14,0	15,5	21,5	23,0
27. April 1908	14,2	22,2	22,5	24,0	27,0	—
27. Mai 1908	23,5	37,5	38,5	38,5	37,3	—
27. Juni 1908	27,0	33,0	37,5	43,0	50,0	45,0
27. Juli 1908	28,0	28,0	29,5	30,5	45,0	45,0
27. Aug. 1908	26,0	26,2	27,6	28,0	40,8	44,0
27. Sept. 1908	16,0	22,0	22,6	23,0	36,0	40,0
27. Okt. 1908	0,5	19,3	19,5	19,9	31,0	36,5
27. Nov. 1908	Eis	13,0	13,7	13,7	26,5	31,0
27. Dez. 1908	Eis	8,0	8,2	8,2	23,0	26,5
24. Febr. 1909	Eis	2,1	2,2	2,4	17,4	19,8

Zur Zeit, als die obere Schichtung des Sees noch bestand, wurde im September ein Temperaturmaximum von 70° gemessen. Bis Ende

1) M. Rózsa, Über die periodische Enstehung doppelter Temperaturmaxima in den warmen Salzseen (Ann. d. Hydrographie, Heft 10, 1913).

Oktober sank diese Temperatur auf 57,5°. Im November war die Maximaltemperatur 40°, im Dezember 35°, im Januar (unter dem Eis) 31,25°, im Februar 30°, im März 27,5°. Der minimale Wert von 26,5° tritt in den ersten Tagen des Monats April auf. Am 14. April stieg die Maximaltemperatur wieder auf 28,75°, am 1. Mai auf 40°, den 10. Mai auf 55°. Nun dauerte diese Temperaturzunahme bei sonnigem Frühherbst zuweilen bis Ende September. Im Jahre 1900 wurden im Sommer sogar Temperaturen über 70° vorgefunden.

Die Entstehung des Temperaturmaximums erklärt Kalecsinszky folgendermaßen: „Die spezifische Wärme der konzentrierten Salzlösungen ist viel größer, als die der verdünnten Lösungen oder die des Wassers; je konzentrierter die Lösung ist, desto weniger Wärmemenge ist zu ihrer Erwärmung um einen Temperaturgrad erforderlich und es scheint hierdurch verursacht zu sein, daß die größte Temperatur sich dort befindet, wo das spezifische Gewicht und der Prozentgehalt an Salz am größten ist."

Kalecsinszky wurde wahrscheinlich durch den Umstand irregeleitet, daß die spezifische Wärme der Salzlösungen sich mit der Konzentration wesentlich verändert, wenn es sich um gleiche Gewichtsteile der betreffenden Lösungen handelt. Er motiviert nämlich mit der Aufzählung der diesbezüglichen Daten diese Annahme. Bei den warmen Salzseen kommen aber bestrahlte Flächen in Betracht und es handelt sich um die spezifischen Wärmen der Volumeinheiten. Die äußerst geringen Verminderungen dieser spezifischen Wärmen können die Entstehung des Temperaturmaximums umso weniger verursachen, da die parallele Abnahme des Wärmewertes der eindringenden Sonnenstrahlen mit der Tiefe einen größeren Grad erreicht. Die vertikale Verschiebung des Temperaturmaximums geschieht also nach meinen Beobachtungsdaten infolge des Verdunstens an der Oberfläche und infolge der Wirkung atmosphärischer Abkühlungen, und steht mit der Wärmezirkulation der oberen Schichten in engem Zusammenhang; wie überhaupt der ganze Erwärmungsprozeß aus der Zusammenwirkung der thermischen und der infolge stationärer Diffusionsprozesse bestehenden dynamischen Faktoren resultiert.

Zusammenfassung.

Eine bedeutende Akkumulation der Sonnenwärme kann nur in jenen Salzseen stattfinden, deren obere Schichten infolge ständiger Diffusionsprozesse eine sukzessive Konzentrationszunahme aufweisen.

Als warme Salzseen können aus balneologischem Gesichtspunkte nur jene größeren und tieferen Salzseen mit flacher Böschung in Betracht kommen, in welchen die Regeneration der akkumulationsfähigen Schichtung stets möglich ist.

Budapest, Februar 1915.

(Eingegangen 12. Februar 1915.)

BESPRECHUNGEN.

Mathematische Abhandlungen. Hermann Amandus Schwarz zu seinem fünfzigjährigen Doktorjubiläum am 6. August 1914 gewidmet von Freunden und Schülern. Mit dem Bildnis von H. A. Schwarz und 53 Figuren im Text. gr. 8. VIII u. 451 S. Berlin, Julius Springer. 1914. M. 24.—

Im August 1914 waren es 50 Jahre, daß Hermann Amandus Schwarz mit seiner Promotion in Berlin seine wissenschaftliche Laufbahn begann — an derselben Universität, an der er nun seit mehr als 20 Jahren als Nachfolger seines Lehrers Weierstraß wirkt; man stellt sich bei dieser Gelegenheit gern wieder klar vor Augen, einen wie gewaltigen Einfluß seine schönen und scharfsinnigen Untersuchungen, mit ihren Problemen wie mit ihren Methoden, auf die moderne Mathematik ausgeübt haben und ausüben. Zeugnis dafür legt auch die Festschrift ab, die seine nächsten Schüler und Freunde dem Jubilar widmen (herausgegeben von C. Carathéodory, G. Hessenberg, E. Landau, L. Lichtenstein); von den 34 Abhandlnngen, die sie enthält, „knüpfen viele an seine Arbeiten an, alle aber sind bestrebt, seinem Vorbilde folgend, die Methoden exakter mathematischer Forschung auf verschiedenartige Probleme der Analysis, Arithmetik und Geometrie anzuwenden".

Hier ist nur der Arbeiten zu gedenken, die allenfalls in den Interessenkreis der mathematischen Physik hineinreichen. O. Bolza behandelt das allgemeinste Variationsproblem mit beliebigen Ungleichungen als Nebenbedingungen, wie sie gelegentlich auch bei physikalischen Aufgaben (Rotationskörper kleinsten Widerstandes, Spannungszuständen in plastischen und sandartigen Medien) auftreten. — O. Hölder zeigt, daß unter bestimmten Voraussetzungen tatsächlich — wie man es in den Anwendungen als selbstverständlich anzunehmen pflegt — das Integral einer gewöhnlichen Differentialgleichung 1. Ordn. (oder eines Systems von solchen) nur wenig geändert wird, wenn man vor der Integration in der Gleichung Glieder von kleinem Betrage fortläßt, und er gewinnt von hier aus einen Beweis der eindeutigen Bestimmtheit der Lösungen jener Gleichung durch die Anfangsbedingungen; es sei hierzu die Bemerkung erlaubt, daß bereits C. Runge (Math. Ann. **44**, 437, 1894) diese Frage untersucht hat und daß in dem „Cours d'analyse" von de la

Vallée-Poussin (t. II, 2. éd., 1912, p. 182ff.) von ihr ausgehend eine sehr einfache Darstellung des Existenz- und Eindeutigkeitsbeweises gegeben ist. — A. Korn behandelt zwei besondere Probleme aus der Theorie der partiellen Differentialgleichungen 2. Ordn. mit der Methode der sukzessiven Approximation. — L. Lichtenstein untersucht die Eigenfunktionen einer Integrodifferentialgleichung für eine Funktion einer Veränderlichen durch Zurückführung auf Gleichungen mit unendlichvielen Veränderlichen. — R. Rothe zeigt im Verfolg von Arbeiten von H. Weber und O. Bolza, daß in einem Medium vom Brechungsindex n ein „Brechungsgesetz endlicher Form" (längs jedes Lichtstrahles $\Phi(n, \vartheta) =$ const., wo ϑ der Winkel gegen eine Fläche $n =$ const.) nur dann besteht, wenn die Flächen $n =$ const. konzentrische Kugeln oder parallele Ebenen sind. — E. Schmidt gibt eine neue Herleitung der fundamentalen Stetigkeitseigenschaften der Newtonschen Potentiale von Körpern, einfachen und doppelten Flächenbelegungen und ihrer Ableitungen, die lediglich auf ganz primitiven Abschätzungen und konsequenter Benutzung der Greenschen Sätze beruht, und von überraschender und wohl kaum zu übertreffender Einfachheit und Übersichtlichkeit ist; sie dürfte sich auch für Vorlesungszwecke vorzüglich eignen. — Endlich sei die Arbeit von J. Schur erwähnt, die den Kreis der nach Eigenfunktionen positiv definiter Kerne entwickelbaren Funktionen bedeutend über den Bereich der Hilbert-Schmidtschen Entwicklungssätze hinaus erweitert, und in engem Zusammenhange mit dem Mercerschen Satze steht.

Der sehr gut ausgestattete Band enthält als erwünschte Beigabe ein schönes Bild von Schwarz.

E. Hellinger.

V. Meyer u. P. Jacobson, Lehrbuch der organischen Chemie. In zwei Bänden. 1. u. 2. Auflage. (2. Band, 3. Teil: Heterozyklische Verbindungen 1. Abt.) gr. 8. 352 S. Leipzig, Veit & Co. 1915. M. 10.—

Das monumentale Meyer-Jacobsonsche Werk, von dem die hier im Titel angegebene Abteilung nicht viel mehr als vielleicht ein Zwanzigstel des Gesamtumfanges betragen dürfte, stellt für die organische Chemie eine gewaltige Errungenschaft dar. Für den Physiker liegen die Dinge so, daß er bei der Orientierung über die physikalischen und chemischen Charakteristika eines bestimmten organischen Stoffes die übersichtlichere und vollständigere Auskunft (einschließlich der Literaturangaben) nach wie vor in dem bekannten Beilsteinschen Handbuch der organischen Chemie findet; dort aber, wo es sich um die Darstellung der gegenseitigen Abhängigkeit der Konstanten verschiedener Stoffe, sowie überhaupt um die Aufdeckung der tiefer liegenden Beziehungen und deren eingehende Erörterung handelt, ist dieses Werk namentlich auch in bezug auf seine Einheitlichkeit und Vollständigkeit unersetzlich.

Jeder „Teil" stellt ein abgerundetes, für sich gebrauchsfähiges Ganzes dar. Die im laufenden Jahre erschienene, im Titel näher bezeichnete Abteilung behandelt die heterozyklischen Verbindungen, also solche organische Stoffe, bei denen man annimmt, daß sich eine Anzahl Kohlenstoffatome mit einem oder mehreren Atomen eines anderen Elements zu einem Ring vereinigt haben, an welch letzteren sich dann erst die anderen Bestandteile angliedern. In zwölf Kapiteln sind die hierher gehörigen Furan-, Tiophen- und Pyrrolkörper und die einigen kleineren Klassen zugehörigen Verbindungen behandelt. Auch für weitere Kreise von Interesse dürfte in diesem Zusammenhange die Behandlung des ebenfalls hierher gehörigen Indigoblaus und seiner Abkömmlinge sein.

Ganz besonders sei noch auf das Bestreben der größtmöglichsten Vollständigkeit der Literaturangaben hingewiesen. Aus diesem Grunde sowie auch wegen des bereits oben erwähnten von weiten Gesichtspunkten geleiteten Registrierungsprinzips für die chemischen und physikalischen Tatsachen, trägt es die Vorherbestimmung in sich der Ausgangspunkt der weiteren einschlägigen wissenschaftlichen Forschungen zu werden.

Gustav F. Hüttig.

Personalien.

(**Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.**)

Habilitiert: An der böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. techn. Rudolf Hac für allgemeine analytische Chemie, an der Technischen Hochschule Zürich Dr. August Piccard für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent für Physik der Erde an der Universität Wien Dr. Wilhelm Schmidt zum Sekretär der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik daselbst, Ingenieur Martin Knapp zum Lektor für Astronomie an der Universität Basel.

Berufen: Der ord. Professor für Elektromaschinenbau an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Ing. Karl Czeija zum ord. Professor der Theorie und Konstruktion elektrischer Maschinen an der Technischen Hochschule Wien.

Verliehen: Dem Privatdozenten für organische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Hans Liebermann der Titel Professor, dem Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Herausgeber der Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft Professor Dr. Karl Scheel der Titel Geh. Regierungsrat.

In den Ruhestand: Der ord. öff. Professor der Elektrotechnik an der Deutschen Technischen Hochschule Prag Hofrat Dr. Johann Puluj.

Gestorben: Der Assistent am physikalischen Institut der Technischen Hochschule Budapest Dr. Emil Bartoniek, der Direktor der Ungarischen Chemischen Reichsanstalt und Chemischen Zentral-Versuchsstation Dr. Thomas Kosutany, der emer. ord. Professor der mechanischen Technologie an der Technischen Hochschule Wien Hofrat Dr. Friedrich Kick.

Angebote.

Promovierter Chemiker oder Physiker

(evtl. auch Dame) als **Assistent** für ein Hochschulinstitut **sofort gesucht.** Meldungen unter Beifügung des Lebenslaufes und des Bildungsganges einzusenden an die Expedition dieser Zeitschrift unter **S. H. 441.**

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Max Born in Berlin. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.